Oberlin Col... JAN 28 ... Phys. Lab.

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird nummernweis für Goldmark 1.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis 9 schweiz. Frcs. vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark M. 25.— für je Tausend berechnet.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

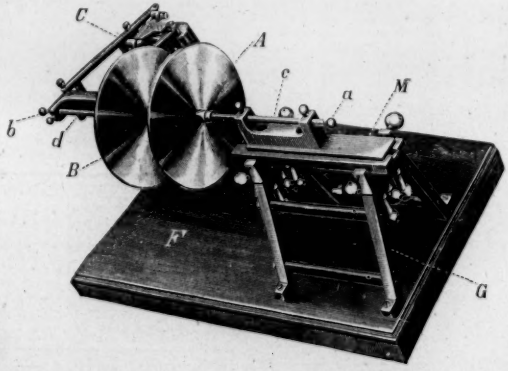
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 21/22. Leipzig, 1. u. 15. November 1923. **24. Jahrgang.**

No. 649 u. 650.
Printed in Germany.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Luft-kondensator

nach

Kohlrausch.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

Seite

Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit von seismischen Oberflächenwellen, v. B. Gutenberg 458
Absorptionslinien: Methode zum Nachweis schwacher —, v. W. Schütz 459
Alkalien: Über die Radioaktivität der —, v. G. Hoffmann 475
Anorganisch-chemisches Praktikum, v. E. H. Riesenfeld. (B.) 492
Äquivalentgesetz: Zur Prüfung des photochemischen — an Halogensilberemulsionen, v. J. Eggert 488
Bandenspektrum: Über das Jodspektrum, mit einem Anhang über das — des Quecksilbers, v. W. Gerlach 467
Becker, R., Zur Thermodynamik der Ionisierung einatomiger Gase 485
Behnken, H., Die Vereinheitlichung der Röntgenstrahlendosismessung 474
Eggert, J., Zur Prüfung des photochemischen Äquivalentgesetzes an Halogensilberemulsionen 488
Einsteinexpedition: Die Deutung der Ergebnisse der amerikanischen —, v. J. Hopmann 476
Emissionsprozeß: Ein Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen Intensitätsverteilung beim —, v. G. Joos 469
Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften Bd. 5 (Physik), v. A. Sommerfeld. (B.) 491
Fortpflanzungsgeschwindigkeit: Absorption und — von seismischen Oberflächenwellen, v. B. Gutenberg 458
Franke, H., Über eine eigenartige Meßdifferenz bei der Prüfung von Röntgenschutzstoffen 474
Gase: Zur Thermodynamik der Ionisierung einatomiger —, v. R. Becker 495
Hans Geitel zum Gedächtnis, v. E. Hoppe 453
Gerlach, W., Über das Jodspektrum, mit einem Anhang über das Bandenspektrum des Quecksilbers 467
Grätz, L., Die Physik. (B.) 490
Grimm, H. G. u. K. F. Herzfeld, Die chemische Valenz als Energiefrage 486
Gudden, B., Über die Gültigkeit der Stokesschen Regel bei Phosphoren 465
Gutenberg, B., Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit von seismischen Oberflächenwellen 458
Halogensilberemulsionen: Zur Prüfung des photochemischen Äquivalentgesetzes an —, v. J. Eggert 488
Hausen: Über die Erwärmung der Luft beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. —, v. O. Knoblauch 473
Herzfeld, K. F. u. H. G. Grimm, Die chemische Valenz als Energiefrage 486
Hoffmann, G., Über die Radioaktivität der Alkalien 475
Hopmann, J., Die Deutung der Ergebnisse der amerikanischen Einsteinexpedition 476
Hoppe, E., Hans Geitel zum Gedächtnis 453
Intensitätsverteilung: Ein Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen — beim Emissionsprozeß, v. G. Joos 469
Ionisierung: Zur Thermodynamik der — einatomiger Gase, v. R. Becker 495
Jodspektrum: Über das —, mit einem Anhang über das Bandenspektrum des Quecksilbers, v. W. Gerlach 467
Joos, G., Ein Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen Intensitätsverteilung beim Emissionsprozeß 469
Kathodenzerstäubung: Über die Herstellung reinster, undurchsichtiger Metallschichten durch — und deren optische Konstanten, v. F. Rother u. K. Lauch 462
Knoblauch, O., Über die Erwärmung der Luft beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. Hausen 473
Konstanten: Über die Herstellung reinster, undurchsichtiger Metallschichten durch Kathodenzerstäubung und deren optische —, v. F. Rother u. K. Lauch 462
Lauch, K. u. F. Rother, Über die Herstellung reinster undurchsichtiger Metallschichten durch Kathodenzerstäubung und deren optische Konstanten 462
Luft: Über die Erwärmung der — beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. Hausen, v. O. Knoblauch 473
Lutz, C. W., Zum Saitenelektrometer neuer Form 460
Meßdifferenz: Über eine eigenartige — bei der Prüfung von Röntgenschutzstoffen, v. H. Franke 474
Metallschichten: Über die Herstellung reinster, undurchsichtiger — durch Kathodenzerstäubung und deren optische Konstanten, v. F. Rother u. K. Lauch 462
Oberflächenwellen: Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit von seismischen —, v. B. Gutenberg 458
Phosphore: Über die Gültigkeit der Stokesschen Regel bei —, v. B. Gudden 465
Physik: Die —, v. L. Grätz. (B.) 490
Physik: Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften Bd. 5 (—), v. A. Sommerfeld. (B.) 491

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21/22. 1./15. November 1923. 24. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 10. November 1923.

INHALT:

Edm. Hoppe, Hans Geitel zum Gedächtnis. S. 453.

Originalmitteilungen:

B. Gutenberg, Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit von seismischen Oberflächenwellen. S. 458.

W. Schütz, Methode zum Nachweis schwacher Absorptionslinien. S. 459.

C. W. Lutz, Zum Saitenelektrometer neuer Form. S. 460.

F. Rother u. K. Lauch, Über die Herstellung reinster, undurchsichtiger Metallschichten durch Kathodenzerstäubung und deren optische Konstanten. S. 462.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Bonn vom 16.—22. September 1923:

B. Gudden, Über die Gültigkeit der Stokesschen Regel bei Phosphoren. S. 465.

W. Gerlach, Über das Jodspektrum, mit einem Anhang über das Bandenspektrum des Quecksilbers. S. 467.

G. Joos, Ein Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen Intensitätsverteilung beim Emissionsprozeß. S. 469.

Osc. Knoblauch, Über die Erwärmung der Luft beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. Hausen. S. 473.

H. Behnken, Die Vereinheitlichung der Röntgenstrahlendosismessung. S. 474.

H. Franke, Über eine eigenartige Meßdifferenz bei der Prüfung von Röntgenschutzstoffen. S. 474.

G. Hoffmann, Über die Radioaktivität der Alkalien. S. 475.

J. Hopmann, Die Deutung der Ergebnisse der amerikanischen Einsteinexpedition. S. 476.

R. Becker, Zur Thermodynamik der Ionisierung eines atomigen Gases. S. 485.

H. G. Grimm u. K. F. Herzfeld, Die chemische Valenz als Energiefrage. S. 486.

J. Eggert, Zur Prüfung des photochemischen Äquivalentgesetzes an Halogensilberemulsionen. S. 488.

Besprechungen:

Leo Grätz, Die Physik. S. 490.

Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Bd. 5. S. 491.

E. H. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum. S. 492.

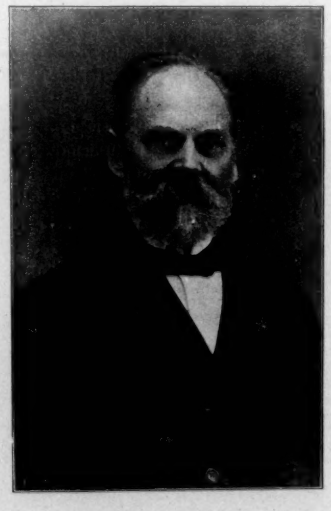
Tagesereignisse. S. 492.

Personalien. S. 492.

Hans Geitel zum Gedächtnis.

Von Edm. Hoppe.

(Sitzung des Gauvereins Niedersachsen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Göttingen 5. Nov. 1923.)



Hans Geitel wurde am 16. Juli 1855 in Braunschweig geboren als Sohn des Forstmeisters Geitel, welcher bald nach der Geburt seines Sohnes nach Blankenburg a. H. versetzt wurde. Hier verlebte Hans Geitel seine Jugendjahre und schloß schon auf dem Gymnasium innige Freundschaft mit Julius Elster, dem gleichaltrigen Nachbarssohne. 1875 bezog Geitel die Universität Heidelberg, um nach drei Semestern nach Berlin überzusiedeln, wo er 1879 die Oberlehrerprüfung bestand. Zum Herbst des Jahres trat er als Probekandidat in den Lehrkörper des Wolfenbütteler Gymnasiums, wo er im folgenden Jahre seine Anstellung als Gymnasiallehrer erhielt und 1889 Oberlehrer, 1896 Professor wurde. Sein Landesherr, der Herzog von Braunschweig, ehrte Geitel zu seinem 60. Geburtstage mit dem Geheimratstitel. Im Jahre 1881 wurde auch Elster am Gymnasium in Wolfenbüttel angestellt und wohnte mit seinem Freunde bei der Mutter Geitels bis zu seiner Verheiratung. Als dann Geitels Mutter starb, zog Geitel zu Elster und beide bauten sich am Neuen Wege ihr gemeinsames Wohnhaus mit einem gut

eingerichteten Laboratorium. Im April 1920 starb Elster und als dessen Witwe wenige Wochen später im Mai desselben Jahres ihrem Gatten im Tode folgte, bat Geitel seine Cousine Marie Scholz, ihren Lehrerberuf aufzugeben und ihm den Haushalt zu führen. Am 29. Juli 1922 verheiratete sich Geitel mit seiner Cousine. Doch schon im Frühjahr 1923 erkrankte Geitel und sollte sich im Krankenhause einer schweren Operation unterziehen, jedoch trat keine Genesung ein und am 15. August verschied er sanft und schmerzlos.

Die wissenschaftliche Arbeit Geitels beginnt gleich nach dem Einzuge Elsters in Wolfenbüttel und zeitigte schon 1882 die erste gemeinschaftliche Arbeit über die Elektrizitätserzeugung in der Flamme[1]). Es war kurz vorher anderweitig festgestellt, daß die Leitung des Stromes in der Flamme, wenn man den thermoelektrischen Strom durch Einstellung der Elektroden auf gleiche Temperatur ausschaltete, dem Ohmschen Gesetz genügte. Elster und Geitel fanden nun, daß für den Flammenstrom teils elektrolytische Ursachen nach der Natur des verbrennenden Gases, teils thermoelektrische Ursachen durch die Glühelektroden in Frage kommen. Besonders wichtig war der Nachweis, daß der Verbrennungsprozeß nicht die Ursache der Elektrizitätserzeugung sei, wie Pouillet 1827 behauptet hatte, indem sie zeigten, daß ein heißer Luftstrom ebenfalls die glühende Elektrode und die in dem Gase suspendierten Partikeln negativ erregte. In einer Reihe von Arbeiten verfolgten sie dies Thema weiter und stellten dabei fest, daß jedes erhitzte Gas unipolar leitend ist[2]).

Nach zwei Richtungen ist diese erste Arbeit der beiden Freunde für ihre Lebensarbeit die Quelle gewesen. Das ist erstens das elektrische Verhalten der Gase und zweitens die Wirkung von Glühelektroden. Zunächst wendet sich ihr Interesse der Luftelektrizität zu; wohl angeregt durch damals erschienene Arbeiten anderer Forscher führte das zur Frage der Entstehung der Gewitterelektrizität und sie untersuchten dabei den etwaigen Einfluß der Reibung und Influenz auf die Wassertropfenelektrizität[1]), deren Charakter dann Lenard (1892) in seiner Untersuchung der Wasserfallelektrizität feststellte. Angeregt durch eine Arbeit von Arrhenius (1888) über die Erzeugung der Luftelektrizität durch die Sonnenstrahlen untersuchten Elster und Geitel diesen Einfluß genauer und fanden, daß nicht nur direkte Sonnenstrahlen, sondern auch diffuses Tageslicht negativ geladene Leiter in kürzester Zeit entladen kann[2]) und erweiterten dadurch die Entdeckung von Hallwachs (1888) über den lichtelektrischen Effekt.

Aber auch die schon in ihrer ersten Arbeit aufgeworfenen Fragen über den Einfluß der Glühelektroden verfolgten Elster und Geitel weiter und fanden dabei die unipolare Leitung der Gase bei Anwesenheit von Glühelektroden, und zwar wurden Luft und Sauerstoff negativ, Wasserstoff positiv unipolar. Das veranlaßte sie, auf die zuerst von Giese (1882) aufgestellte Theorie, daß die Leitung der Gase eine elektrolytische sei, zurückzukommen und sie erklärten den Einfluß der Glühelektroden durch eine Ionisierung bzw. Elektronenbildung in dem Gase[3]). Sie sprachen dabei auch die Meinung aus, daß das elektrische Verhalten der Flamme auf Dissoziation beruhe.

Diese Ergebnisse führten zu der Frage, welchen Einfluß die Elektrodenbeschaffenheit auf den lichtelektrischen Effekt habe, und sie verbanden damit die weitere Untersuchung über den Einfluß der Wellenlänge des erregenden Lichtstrahls. Von den untersuchten Metallen zeigte Zink bei Bestrahlung durch ultraviolettes Licht den stärksten Effekt. Da Zink stark positiv ist, meinten sie, die noch

1) Wiedem. Ann. **16**, 193, 1882.
2) ib. **19**, 500, 1883; ib. **22**, 123, 1884.

1) Wiedem. Ann. **25**, 116 u. 121, 1885; ib. **32**, 74, 1887.
2) ib. **38**, 497, 1889.
3) ib. **31**, 109, 1887 u. **37**, 325, 1889 u. **38**, 27, 1889.

weiter auf der positiven Seite stehenden Alkalimetalle würden noch stärkere Wirkung zeigen, und in der Tat gelang es ihnen mit einer blanken Natriumfläche in stark verdünnter Luft einen großen Erfolg zu erzielen[1]). Bei dieser Untersuchung konstruierten sie den bekannten dreifachen Kugelsatz, der auch in anderen Arbeiten wiederholt benutzt wurde. Die Versuche mit verschiedenen Elektroden ergaben ferner das Resultat, daß Metalle desto mehr nach langen Wellen hin lichtelektrisch erregbar sind, je elektropositiver sie sind[2]). Die Beobachtung, daß die Balmainsche Leuchtfarbe die gleiche photoelektrische Wirkung zeigte, veranlaßte Elster und Geitel, eine große Reihe verschiedener Mineralien auf ihre photoelektrische Eigenschaft zu untersuchen. Das führte sie zu der Vorstellung, die zuerst von Ebert und E. Wiedemann (1890) geäußert war, daß die lichtelektrischen Vorgänge eine Art Resonanzerscheinung seien und mit der Phosphoreszenz zusammenhängen, so daß die phosphoreszierenden Substanzen ähnlich den natürlichen fluoreszierenden Mineralien lichtelektrisch empfindlich sind[3]). Von Lenard ist bekanntlich dieser Parallelismus zwischen Phosphoreszenz und Lichtempfindlichkeit näher untersucht.

Den Einfluß eines Magnetfeldes auf die lichtelektrische Entladung prüften Elster und Geitel in zwei Arbeiten und stellten eine Abhängigkeit fest von dem Winkel, den die Kraftlinien mit der Kathodenoberfläche bilden[4]). Dies Resultat veranlaßte sie, nun auch den Einfluß der Schwingungsebene des erregenden Lichtes zu untersuchen mit dem Ergebnis, daß polarisiertes Licht auf eine Alkalikathode dann am stärksten wirkt, wenn die Polarisationsebene senkrecht zur Einfallsebene steht. Ebenso sollte der photoelektrische Strom vom Einfallswinkel und der Absorption des Lichtes an der Kathode abhängig sein[1]). Durch die Untersuchungen von Pohl und Pringsheim (1910 u. 1911) über normalen und selektiven Photoeffekt ist diese Frage in anderem Sinne bekanntlich gelöst worden.

Es lag nahe, daß Elster und Geitel nun auch Kathodenstrahlen in den Bereich ihrer Untersuchungen zogen. Sie untersuchten dieselben im Magnetfelde und kamen zu der Auffassung, die auch von H. Hertz, Lenard, E. Wiedemann und Ebert ausgesprochen war, daß die Kathodenstrahlen nicht auf abgeschleudertes Elektrodenmaterial, sondern auf dem Lichte verwandte Schwingungen zurückzuführen seien. Aber sie fanden dabei das wichtige Resultat, daß die Kathodenstrahlen an gewissen Chlor-, Brom- und Jodsalzen reduzierende Wirkung ausübten, die diese Salze photoelektrisch empfindlich macht[2]).

Inzwischen war das Gebiet der Strahlung durch Röntgen 1895 und Becquerel 1896 außerordentlich erweitert. Die Frage nach der Energiequelle für die von Uran und Thorium ausgesandten Strahlen beschäftigte alle Physiker. Es standen zwei Hypothesen einander gegenüber, die von Crookes (Nature 58, 1898), daß die Substanzen Uran und Thorium die Eigenschaft hätten, von den sie treffenden Luft- und Gasmolekülen einen Teil der Energie zu absorbieren und in Strahlungsenergie umzuwandeln, und die Ansicht von Frau Curie (C. r. 1898), daß die Welt allgemein mit Strahlen, welche eine noch größere Durchdringungskraft als die Röntgenstrahlen hätten, angefüllt sei und Uran und Thorium die Fähigkeit hätten, diese Strahlen zu absorbieren. Beide Hypothesen wollten Elster und Geitel prüfen[3]). Sie arbeiteten mit Uranpecherz von Joachimsthal. Die Messung der Elektrizitätszerstreuung

1) Wiedem. Ann. **41**, 162, 1890 u. **42**, 564, 1891.
2) ib. **43**, 225, 1891.
3) ib. **44**, 722, 1891.
4) ib. **41**, 166, 1890 u. **46**, 285, 1892.

1) Wiedem. Ann. **52**, 413, 1894 u. **61**, 445, 1897.
2) ib. **56**, 733, 1895 u. **59**, 497, 1896 u. **62**, 599, 1897.
3) ib. **66**, 735, 1898 u. **69**, 88, 1899.

zeigte keinen Unterschied, ob das Uran in Luft oder im luftleeren Raum war; so erschien die Ansicht von Crookes als unwahrscheinlich. Um die Hypothese von Frau Curie zu prüfen, begaben sie sich in die beiden tiefsten Schächte bei Clausthal, aber auch am Fuß dieser Schächte war die Ausstrahlung ebenso groß wie an der Erdoberfläche. Daher stellen sie die Theorie auf, „daß das Atom eines radioaktiven Elementes nach Art des Moleküls einer instabilen Verbindung unter Energieabgabe in einen stabilen Zustand übergeht", und sie fügen hinzu: „Allerdings würde diese Vorstellung zu der Annahme einer allmählichen Umwandlung der aktiven Substanz zu einer inaktiven nötigen, und zwar folgerichtigerweise unter Änderung ihrer elementaren Eigenschaften" (Januar 1899). Das ist der Grundgedanke der von Rutherford und Soddy aufgestellten Zerfallshypothese. Auch die von verschiedenen Seiten behauptete Identität von Röntgen- und Uranstrahlen widerlegen Elster und Geitel, die Uranstrahlen werden im Magnetfelde nicht abgelenkt, aber die durch Uranstrahlen erzeugte Leitfähigkeit der Luft wird bei 1 mm Druck im Magnetfelde vermindert; Büschel- und Funkenentladung zwischen den Elektroden einer Holzschen Maschine wird durch Becquerelstrahlen verhindert, während Röntgenstrahlen das nicht leisten. Als drittes wichtiges Resultat dieser Arbeit finden sie, daß das aus dem Uranerz ausgefällte Bleisulfat ebenfalls radioaktiv ist. Diese Untersuchung führt Elster und Geitel dazu, die Elektrizitätszerstreuung in der Luft auch auf hohen Bergen zu prüfen[1]), auch da hat die staubfreie Luft unipolare Leitung (gegen einen Einwand von G. Wiedemann). Die Luft enthält stets Ionen und dieser Gehalt an Ionen, oder deren Geschwindigkeit wird durch Temperatursteigerung sehr vermehrt. Dabei aber finden sie[1]), daß die Atmosphäre dauernd Radiumemanation enthält, und benutzen zuerst die Methode, die Szintillation des Zinksulfidschirmes mit der Lupe zu verfolgen, welche in dem gleichen Jahre auch von Crookes entdeckt wurde und später von Regener, Rutherford und Geiger ausgebildet wurde. Bei der Beantwortung der Frage, woher diese Emanation in der Atmosphäre stamme, fanden sie, daß der Erdboden selbst radioaktiv sei. Nun hatten sie schon bei ihrer großen Untersuchung mit dem Uranpecherz 1899 gefunden, daß das aus diesem Erz ausgefällte Bleisulfat stark radioaktiv war. Sie verfolgten diese Spur weiter und suchten aus solchem Blei und Bleisalzen die radioaktive Substanz. Sie fanden dabei, daß Polonium die Aktivität bewirke und bestimmten dessen Halbzeit zu 143 Tagen[2]). Andererseits prüften sie die verschiedensten Körper auf ihren radioaktiven Charakter und stellten fest, daß Gartenerde, Salzbergwerke, erloschene Vulkane und Thermalquellen mehr oder weniger Radium enthielten[3]).

Nun wandten sich Elster und Geitel wieder den lichtelektrischen Versuchen zu. Lenard hatte 1899 nachgewiesen, daß der photoelektrische Strom nichts anderes sei als strömende Elektronen, so wollten sie nun bei Alkalimetallflächen unter Anwendung magnetischer Felder den Einfluß des Polarisationszustandes des erregenden Lichtes feststellen und glaubten gefunden zu haben, daß die Emission von Alkaliflächen, wenn die Schwingungsebene in der Einfallsebene liegt, unter gleicher Lichtabsorption etwa 50mal so groß ist, als wenn sie um 90° gedreht wird[3]). Jedoch konnte Pohl in demselben Jahre mit polarisiertem ultraviolettem Lichte den Nachweis erbringen,

1) Ann. der Phys. **2**, 425, 1900.

1) Rep. of the Brit. Assoc. 538, 1903.

2) diese Zeitschr. **7**, 841, 1906 u. **8**, 273, 1907; Bericht d. Naturforsch.-Versamml. 1907 II, 37.

3) Programm Wolfenbüttel 1907.

4) Diese Zeitschr. **10**, 457, 1909.

daß eine solche bevorzugte Richtung nicht vorhanden sei, sondern der selektive Photoeffekt die Versuche erkläre. Äußerst lichtempfindliche Substanzen gewannen Elster und Geitel dadurch, daß sie durch Kathodenstrahlen die Hydrüre der Alkalimetalle zersetzten, und erklärten diese Vermehrung der Lichtempfindlichkeit dadurch, daß auf diese Weise allen vom Licht angeregten Elektronen ein Entweichen aus dem Metall möglich sei[1]). In zwei folgenden Arbeiten dehnten sie die Untersuchung der photoelektrischen Emission an der Kaliumfläche über die Grenze des sichtbaren Spektrums ins Ultrarote aus[2]).

Daß bei diesen subtilen Untersuchungen Versuchsanordnungen und Apparate von Elster und Geitel gefunden wurden, die auch allgemeines Interesse fanden, ist ja selbstverständlich. Ich erwähne nur den sehr wirksamen Wasserstrahl-Duplikator[3]) und die Photometer. Schon Hallwachs hatte 1888 die Bemerkung gemacht, daß die Stärke der photoelektrischen Wirkung proportional der Intensität des erregenden Lichtes sei. Durch ihre Messungen wurden Elster und Geitel schon 1893 veranlaßt vorzuschlagen, diese Proportionalität zur Lichtmessung zu benutzen. So konstruierten sie zunächst das Zinkkugelphotometer[4]) zur Beobachtung der ultravioletten Sonnenstrahlung. Ihm folgte das Fadenelektrometer[5]), womit sie noch 10^{-14} Coul/sec messen konnten. Sie verbesserten die Einrichtung so weit, daß sie mit dem Photometer die Intensität des Sternlichtes messen konnten und die Proportionalität zwischen erregender Lichtstärke und Photostrom innerhalb der Grenzen 25 000 und $6{,}10^{-4}$ Meterkerzen nachwiesen[6]). Bei der Anwendung dieses Photometers fanden sie auch den „Dunkeleffekt" und wollten zunächst die elektrolytische Leitung der Glaswände dafür verantwortlich machen. Die größte Vollkommenheit erreichten sie mit der Anwendung der Kaliumflächen in dem Photometer[1]). Auch die letzte gemeinsame Arbeit der beiden Freunde beschäftigt sich mit dem Photometer, mit welchem sie die photoelektrische Nachwirkung, d. h. den Dunkeleffekt untersuchen und feststellen, daß derselbe von der Phosphoreszenz des Glases und des Kaliumhydrürs herrührt[2]).

Elster hat das Erscheinen dieser Arbeit nicht mehr erlebt und nun ist auch Geitel seinem Freunde bald nachgefolgt. Wohl noch nie hat es in der wissenschaftlichen Arbeit eine solche Geistesgemeinschaft gegeben, wie wir sie bei Elster und Geitel bewundern, die so weit ging, daß mir Geitel einmal sagte, er könne nicht angeben, wer von ihnen beiden einen neuen Gedanken zuerst gehabt habe. Wenn aber einer von ihnen einen Vortrag hielt, so nannte er für die neuen Entdeckungen stets seinen Freund als Erfinder. Aus dem Altertum klingt uns die Sage von der unzertrennlichen Waffenbrüderschaft der Dioskuren. Hier haben wir auch eine durch das ganze Leben reichende Waffenbrüderschaft, aber die Waffen sind nicht Schwert und Schild, sondern geistige Waffen und die Resultate dieser geistigen Waffenbrüderschaft gehören nicht der Sage an, sondern sind wertvolle Bausteine für die physikalische Forschung aller Zeiten. Stets werden die Namen Elster und Geitel in der Geschichte der Wissenschaft als eine Einheit fortleben und wir, die wir in Hans Geitel unseren ersten Vorsitzenden des Gaues Niedersachsen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft verloren haben, wollen sein Gedächtnis treulich in Ehren halten.

1) Diese Zeitschr. **11**, 257, 1910.
2) ib. **12**, 758, 1911 u. **13**, 408, 1912.
3) Wiedem. Ann. **25**, 114, 1885.
4) Diese Zeitschr. **5**, 238, 1904.
5) ib. **10**, 664, 1909.
6) ib. **13**, 739, 1912 u. **14**, 741, 1913.

1) Diese Zeitschr. **15**, 1, 1914 u. **16**, 405, 1915.
2) ib. **21**, 361, 1920.

(Eingegangen 14. November 1923).

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit von seismischen Oberflächenwellen.

(Vortrag deutsche Seismologentagung Jena 1923.)

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Gutenberg.

Bei einem Erdbeben entstehen neben den longitudinalen und transversalen Vorläufern, die das Erdinnere passieren, auch Oberflächenwellen[1]). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen wurde neuerdings von E. Tams[2]) und G. Angenheister[3]) untersucht, von letzterem auch die Absorption. Während ersterer auf Grund sorgfältigster Bearbeitung eines umfangreichen Materials fand, daß sich die Oberflächenwellen am Boden des pazifischen Ozeans mit einer Geschwindigkeit $V = 3{,}897$ km sec $\pm$ 0,028 m. F fortpflanzen, während in dem eurasischen Kontinent und in Amerika $V = 3{,}801$ km/sec $\pm$ 0,029 m. F beträgt, errechnete G. Angenheister für einige genau definierte Einsätze für den Ozean Werte, die durchschnittlich 25 Proz. größer waren als für die entsprechenden Wellen des gleichen Bebens, die kontinentale Bahnen durchlaufen hatten. Insbesondere fand er für den Beginn der Oberflächenwellen $V_{\text{Ozean}} = 4{,}58 - 4{,}70$ km/sec, $V_{\text{Kont.}} = 3{,}87 - 4{,}09$ km/sec, und für das erste Maximum V_{Ozean} 3,67 — 4,04 km sec, $V_{\text{Kont.}} = 3{,}14 - 3{,}17$ km/sec.

Um diese Frage weiter zu untersuchen, wurden eine Reihe von Aufzeichnungen des Bebens, das am 11. Nov. 1922 um $4^h\,32^m\,37^s \pm 4^s$ m. F in Chile ($\varphi = -28^0{,}5 \pm 0^0{,}4$ m. F., $\lambda = -70{,}^0{}2 \pm 0^0{,}7$ m. F.) stattgefunden hatte, eingehend untersucht und verglichen. Es ergab sich, daß zwei vollkommen voneinander unabhängige Gruppen von Oberflächenwellen die Erde mehrfach umkreist hatten, von denen sich die erste durch Perioden von über 1 Minute, vorwiegend etwa $2^1/_2$ Minuten, auszeichnete, während bei der zweiten die Perioden unter $^3/_4$ Minute lagen, meist mit den höchsten Werten begannen und bei Perioden von 16—22 sec ihre Maximalamplituden besaßen. Bezeichnen wir die erste Gruppe mit L; und zwar mit L_1 die Welle, die direkt auf dem größten Kreis vom Herd zur Station lief, mit L_2 die Welle, die in entgegengesetzter Richtung vom Herd über den Gegenpunkt die Station erreichte, mit L_3 die Welle L_1, nachdem sie die Erde über den Herd — Gegenpunkt — Station umkreist hatte, analog mit L_4 die Welle L_2 nach einem weiteren Umlauf um die Erde, so ergaben sich für die europäischen Stationen folgende Werte für die Geschwindigkeit V_L des Beginnes der L-Wellen (O = Beginn des Bebens):

aus:	$O-L_1$	$O-L_2$	$O-L_3$	$O-L_4$	L_1-L_3	L_2-L_4	L_1-L_2	L_2-L_3
V_L km/sec:	4,48	4,42	4,40	4,38	4,38	4,38	4,37	4,34

Für einige pazifische Stationen ergaben sich innerhalb der Beobachtungsfehler die gleichen Werte. Die Abnahme der ersten 4 Werte kann dadurch bedingt sein, daß die L-Wellen nicht gleichzeitig mit dem Moment des Bebens entstehen, dann können schwache Anfänge von L_3 und L_4 verloren gehen. Da andererseits L_1 durch Amerika—Atlantik—Teile von Europa, L_2 durch den Pazifik und Eurasien gelaufen sind, und daher letztere einen größeren Prozentsatz ozeanische Bahnen enthält als erstere (analog L_4 mehr als L_3), können wir obige Ergebnisse zusammenfassend schließen: Die L-Wellen haben sich mit einer innerhalb der Beobachtungsfehler konstanten Geschwindigkeit von $4^1/_3$—$4^1/_2$ km/sec ohne Rücksicht auf den Untergrund fortgepflanzt. Gehen wir nun zu den kurzperiodischen Oberflächenwellen über, die wir analog den L-Wellen mit W_1 bis W_4 bezeichnen wollen, so finden wir für die Geschwindigkeit V_W, mit der sich das erste Hauptmaximum der W-Wellen fortpflanzt:

aus:	$O-W_1$	$O-W_2$	$O-W_3$	$O-W_4$	W_1-W_3	W_2-W_4	W_1-W_2	W_2-W_3
V_W km/sec	3,52	3,90	3,67	3,73	3,71	3,71	4,28	3,43

Diese Zahlen, die durch die Ergebnisse an einzelnen pazifischen Stationen bestätigt werden, zeigen deutlich, daß die W_2- und W_4-Wellen durchschnittlich ausgesprochen schneller liefen, als die W_1- bzw. W_3-Wellen, d. h. die Geschwindigkeit der W-Wellen ist tatsächlich im Pazifik erheblich größer als an anderen Bahnen, und auch bei diesen verschieden.

Für den Absorptionskoeffizient[1]) k kam Angenheister zu $k_{OZ} = 0{,}00032$—$0{,}00037$, $k_{K_0} =$

1) Über deren Theorie vgl. K. Uller, Elast. Oberflächen-Planwellen. Ann. d. Phys. **56**, 463, 1918.

2) Centralblatt f. Mineralogie, Geologie und Paläontologie 1921, S. 44 u. 75.

3) „Beobachtungen an pazifischen Beben". Gött. Nachr. 1921.

1) K. Uller (l. c.) spricht vom „Extinktionskoeffizient", da bei kompliziertem Wellenbau bei der Fortpflanzung der Wellen Absorption vorgetäuscht werden kann.

0,00009 bis 0,00017. Für die L-Wellen konnte k nur recht unsicher berechnet werden. Es ergab sich $k_L = 0{,}00009 - 0{,}00019$. Ein Einfluß

aus:	W_1 u. W_3	W_2 u. W_4	W_1 u. W_2	W_3 u. W_4	W_2 u. W_3
K_{II}	0,00021	0,00022	0,00032	0,00032	0,00015

d. h. genau wie bei Angenheister entspricht großer Geschwindigkeit eine starke Absorption.

Zusammenfassung: Bei dem Chilebeben vom 11. Nov. 1922 umliefen zwei Gruppen von Oberflächenwellen mehrfach die Erde. Die erste mit Perioden von über 1 Minute, meist $2^1/_2$ Minuten, besaß eine konstante Geschwindigkeit von $4^1/_3$—$4^1/_2$ km/sec und einen Absorptionskoeffizienten von etwa 0,00010—0,00015. Bei der zweiten (Perioden unter $^3/_4$ Minute, Periode des Amplitudenmaximums 16—22 sec) hängen Absorption und Fortpflanzungsgeschwindigkeit stark vom Untergrund ab, beide sind insbesondere unter dem pazifischen Ozean besonders groß; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist bei der zweiten Gruppe kleiner, die Absorption größer als bei der ersten. Die Vermutung liegt nahe, daß bei der zweiten Gruppe der verschiedene Aufbau der Oberflächenschichten eine wesentliche Rolle spielt (Kontinentalblöcke — Sima), während bei den langperiodischen Wellen nur die Elastizitätsverhältnisse der tieferen Schichten maßgebend sind. Andererseits sei darauf hingewiesen, daß nach theoretischen Untersuchungen über Oberflächen-Planwellen von K. Uller (l. c.) erheblich vor den seither beobachteten Scheerungswellen und Wellen mit Rayleighwellen-Charakter schon andere Arten von Oberflächenwellen zu erwarten sind. Ob es sich bei der beobachteten ersten Wellengruppe um diese handeln kann, und ob die zweite Gruppe aus Scheerungswellen oder Rayleighwellen bestand, konnte aus technischen Gründen nicht festgestellt werden.

Darmstadt, 23. Sept. 1923.

(Eingegangen 11. Oktober 1923.)

Methode zum Nachweis schwacher Absorptionslinien.

Von W. Schütz.

Bei den jüngst von W. Grotrian[1]) veröffentlichten Untersuchungen über Absorptionsspektra zeigte sich wieder die Schwierigkeit in für optische Zwecke geeigneten Gefäßen Metalldämpfe genügender Dichte herzustellen. Es dürfte daher jedes Verfahren willkommen sein, das zum Nachweis von Absorptionslinien geeignet ist und mit möglichst geringer Dichte des zu untersuchenden Metalldampfes auskommt. Mit Recht räumt man den Absorptionsspektra vor den Emissionsspektra einen großen Vorzug ein. Während bei der Emission durch die Anregungsbedingungen in unkontrollierbarer Weise das Atomgefüge und damit das emittierte Spektrum beeinflußt wird, geben die Absorptionsspektra reiner Dämpfe Auskunft über definierte physikalische Zustände der Atome. Der Nachweis der Existenz schwacher Absorptionslinien ist meist mit Schwierigkeiten verbunden. Einerseits stört bei okularer Beobachtung und bei photographischer Aufnahme die Überstrahlung durch den hellen Untergrund, andererseits nivelliert geringe Dispersion die Intensitätsunterschiede. Emissionslinien auf dunklem Untergrund werden durch diese Störungen nicht beeinflußt und leicht erkannt ohne Rücksicht auf das Auflösungsvermögen des Spektralapparates, letzteres kann daher im Interesse großer Lichtstärke sogar mit Vorteil bescheiden gewählt werden.

Zweck vorliegender Mitteilung ist es, ein sehr einfaches Verfahren anzugeben, nach dem man die Existenz von Absorptionslinien nachweisen kann, unter Benutzung der für Emissionslinien günstigen Bedingungen der Beobachtung heller Linien auf dunklem Untergrund.

Im Verlaufe magnetooptischer Untersuchungen machten wir die Erfahrung, daß unter geeigneten Bedingungen die Drehung der Polarisationsebene in unmittelbarer Umgebung schmaler Absorptionslinien im longitudinalen Magnetfelde einerseits in sehr schwachen Magnetfeldern[1]), andrerseits in höheren Feldern bei außerordentlich geringer Dampfdichte des Na beobachtet werden kann.

Die Versuchsanordnung war so getroffen, daß man das Licht eines Nernststiftes durch ein Absorptionsrohr mit Na-Dampf hindurchschickte und in einem Spektrographen analysierte. Das Absorptionsrohr war von einem elektrischen Ofen umgeben und in der Achse eines Solenoids gelagert, welches das longitudinale Magnetfeld lieferte. Vor und hinter dem Absorptionsrohr war je ein Nicol eingeschaltet, beider Schwingungsrichtungen wurden gekreuzt.

Zunächst ist das Gesichtsfeld im Spektral-

1) W. Grotrian, Zeitschr. f. Phys. **12**, 218, 1923, und **18**, 169, 1923.

1) W. Gerlach u. W. Schütz, Naturw. 1923, Heft 28, 637.

apparat infolge der Nicolkreuzung dunkel. Wird das Absorptionsrohr angeheizt, so beobachtet man bei erregtem Magnetfelde an der Stelle der D-Linien zwei feine helle Linien auf dem dunklen Untergrund. Diese Erscheinung ist in etwas anderer Form mit einer Na Flamme als absorbierendem Medium von Righi zuerst beobachtet worden und abgesehen vom inversen Zeemaneffekt wesentlich verursacht durch dessen Begleiterscheinung im longitudinalen Magnetfeld, die Drehung der Polarisationsebene. In der Umgebung der Absorptionslinien findet eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes statt; derzufolge kreuzt der Analysator nicht mehr die Schwingungsrichtungen des Lichtes dieser benachbarten Frequenzen und die Umgebung der D-Linien erscheint im Spektrographen aufgehellt. Bei geringer Dispersion des Spektrographen ($^1/_{10}$ mm für den Abstand der beiden D-Linien bei unserem Apparat) ist natürlich eine Trennung dieser Umgebung von den Absorptionslinien unmöglich und man hat den Eindruck zweier Emissionslinien. Da die Begleiterscheinung des Zeemaneffektes an das Vorhandensein von Absorptionslinien gebunden ist, so ist umgekehrt die beobachtete Aufhellung ein Reagenz auf vorhandene Absorption im Metalldampf. Für den in Rede stehenden Zweck ist nun der Umstand von wesentlicher Bedeutung, daß verhältnismäßig niedere Feldstärken genügen, um bei sehr geringer Dampfdichte einen deutlichen Effekt hervorzurufen. Niedere Dampfdichten sind sogar günstig, weil die Drehung dann bis zur unmittelbaren Nähe der Absorptionslinien auftritt, wo sie sehr hohe Werte annimmt, also auch die ihr proportionale Aufhellung sehr stark wird. Beispielsweise konnte mit 20′ Belichtungszeit bei einer Feldstärke von nur 80 Gauß max. und einer Dampfdichte des Na von ungefähr 5×10^{-5} mm Hg[1]) in einem 60 mm langen Absorptionsrohr eine gut exponierte photographische Aufnahme gemacht werden. Okular läßt sich der Effekt bis zu Dampfdrucken von etwa 10^{-5} mm Hg[1]) verfolgen, während die Absorptionslinie in dem sehr reinen Na-Dampf erst bei 10^{-4} mm Hg[1]) wahrgenommen werden konnte.

Die Anwendung der Methode ist außerordentlich einfach. Die Herstellung des longitudinalen Magnetfeldes kann ganz oder teilweise von den Windungen des elektrischen Ofens mit übernommen werden, andernfalls genügen geringe Aufwendungen um einige 100 Gauß zu erzielen. Die Stromart ist gleichgültig: Gleich- oder Wechselstrom geben in gleicher Weise die Aufhellung. Da der Effekt mit der Feldstärke ganz wesentlich zunimmt, läßt sich die Empfindlichkeit durch stärkere Felder noch weiter steigern. In gleichem Sinne wirkt eine Ausdehnung der Belichtungszeit.

Des weiteren bedarf man nur zweier Nicols, die mit Glyzerinkittung im Ultraviolett bis etwa 2000 Å.-E. brauchbar sind.

Die Grenze der Methode ist dadurch gegeben, daß es nicht möglich ist, das Gesichtsfeld durch Kreuzung des Nicols vollkommen zu verdunkeln, so daß eine geringe Helligkeit des Untergrundes übrig bleibt. Die Aufhellung in der Nähe der Absorptionslinie muß sich von dieser geringen Helligkeit des Untergrundes abheben, um als solche erkannt zu werden.

Zusammenfassung: Es wird eine Methode zum Nachweis der Existenz schwacher Absorptionslinien angegeben, die auf der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in unmittelbarer Umgebung von Absorptionslinien beruht. Der Vorteil der Methode besteht darin, daß die Absorptionslinien „umgekehrt" werden und so als helle Linien auf dunklem Grunde erscheinen; durch Ausdehnung der Expositionszeiten und starke longitudinale Magnetfelder ist man in der Lage, die geringe Absorption in Metalldämpfen niederer Dampfdichte in verstärktem Maße photographisch nachzuweisen[1]).

Vorliegende Methode ist ein Nebenergebnis einer noch zu veröffentlichenden Untersuchung, zu der die Hoshi-Stiftung und der „Elektrophysik-Ausschuß" der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft Herrn Prof. Gerlach und dem Verf. reiche Mittel in äußerst dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt haben.

1) Die Dampfdrücke sind aus der gemessenen Temperatur des Absorptionsrohres mit Hilfe der Dampfdruckkurve von Ladenburg und Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **6**, 2, 1922, extrapoliert.

1) Vgl. auch die Methode von E. Madelung und R. Götze (diese Zeitschr. **24**, 257, 1923), in welcher auf ganz andere Weise derselbe Vorteil der Beobachtung „hell auf dunklem Grunde" zu erzielen versucht wird.

Frankfurt a. M., Physik. Institut der Universität, Oktober 1923.

(Eingegangen 13. Oktober 1923.)

Zum Saitenelektrometer neuer Form.

(Erwiderung auf die Einwände des Herrn Th. Wulf.)

Von C. W. Lutz.

In dieser Zeitschrift (**24**, 166, 1923) habe ich jüngst ein Saitenelektrometer neuer Form beschrieben, von dem Herr Wulf an selber Stelle (**24**, 299, 1923) behauptet, daß es im

Grunde genommen sein „Einfadenelektrometer" sei und deshalb fortan auch seinen Namen zu tragen habe. Diese Behauptung ist durchaus ungerechtfertigt, wie die Entwicklungsgeschichte der beiden Instrumente erweist.

Der Gedanke, das von Ader erfundene und von Einthoven verbesserte Galvanometersaitenprinzip zur Konstruktion eines Elektrometers zu verwenden, wurde zuerst und unabhängig voneinander von M. Edelmann und mir (1905) gefaßt und in die Tat umgesetzt. (Siehe darüber diese Zeitschr. **9**, 100, 1908, Anm. 1.) So einfach und naheliegend dieser Gedanke vielleicht auch gewesen sein mag, seine konstruktive Durchführung stieß doch auf erhebliche Schwierigkeiten. Erst nach zahlreichen Versuchen, bei denen mich die Firma Edelmann, München tatkräftigst unterstützte, konnte ein brauchbares Instrument geschaffen werden, das ich dann später noch mehrmals verbesserte[1]).

Auf Grund dieser Versuche entwickelte sich eine Reihe mir eigentümlicher Konstruktionseinzelheiten, von denen ich nur als besonders wirksam die mikrometrisch verschiebbaren schneidenförmigen Elektroden (1908) und die Vorrichtung zum seitlichen Verschwenken dieser Schneiden (1912) hervorheben möchte.

Von diesen Konstruktionsteilen hat nun Herr Wulf für seine Elektrometer die ihm gerade zweckdienlich erscheinenden übernommen. So führte er schon bei seinem Zweifadenelektrometer (diese Zeitschr. **10**, 252, 1909) als „Neuerung" die Schneiden ein, ohne auch nur den Urheber zu erwähnen.

Später hat Herr Wulf sein Zweifadenprinzip als weniger leistungsfähig wieder verlassen und den zuerst von Edelmann und mir in die Elektrometrie eingeführten Einfaden übernommen, also den wichtigsten und eigentlich wirksamen Teil eines Saitenelektrometers. Dazu aber auch alle jene Konstruktionsteile, durch die ein Saiten- oder Einfadenelektrometer erst besonders leistungsfähig wird, insbesondere auch die nur meinen Instrumenten eigentümlichen schneidenförmigen Elektroden mit Vorrichtung zum Verschwenken. Letztere Einrichtung ließ sich Herr Wulf sogar im September 1922 gesetzlich schützen, obwohl ich sie schon seit 1912 bei meinen Saitenelektrometern verwende.

Wenn somit das von Herrn Wulf angegebene „Einfadenelektrometer" in allen wesentlichen Teilen meinen vorausgegangenen Elektrometerkonstruktionen gleicht, so ist die Behauptung, ich ließe jetzt Wulfsche Einfadenelektrometer in der Edelmannschen Werkstätte bauen, gewiß unberechtigt.

Die einzige Neuerung beim Wulfschen Einfadenelektrometer besteht in der elastischen Befestigung des einen Fadenendes. Dieser Gedanke stammt aber von Ader und auch dessen Ausführungsform (Spirale) ist sehr wohl bei Saitenelektrometern mit feinsten Fäden verwendbar, wie mir Versuche zeigten. Einfacher und leichter herzustellen ist die zuerst von Herrn Wulf angegebene Form der elastischen Saitenbefestigung mit Hilfe eines Quarzdrahtbügels. Es lag mir ferne, die Verdienste des Herrn Wulf um die Vervollkommnung der Aderschen Einrichtung zu verkennen oder absichtlich zu verschweigen.

Ebenso einfach und ebenso zweckmäßig wie der Wulfsche Bügel ist übrigens auch die von H. Greinacher (Elektrotechn. Zeitschr. **34**, 1486, 1913) bei seinem „Vibrationselektrometer" verwendete federnde Saitenbefestigung in der Mitte eines quergespannten geraden Quarzfadens.

Beide Konstruktionen gestatten aber kein Auswechseln oder Erneuern der Saiten aus einem Vorrat durch den Gebraucher selbst. Es muß vielmehr zu jeder Reinigung oder Saitenerneuerung erst das ganze Instrument dem Fabrikanten eingeschickt werden. Ich habe daher dem elastischen Quarzdraht eine solche Form gegeben, daß das Auswechseln von Saiten ebenso einfach und bequem, ja noch ungefährlicher vorgenommen werden kann wie früher bei der beiderseits starr befestigten Saite. Die Vorteile dieser Verbesserung der elastischen Saitenbefestigung, die ich bei der Beschreibung des neuen Elektrometers im einzelnen angeführt habe, sind so bedeutend, daß ich darin einen entschiedenen Fortschritt über Wulf und Greinacher hinaus erblicke. Es kann daher nicht behauptet werden, daß ich genau dieselbe Fadenbefestigung ausführen ließe wie Herr Wulf. Trotzdem ich, wie Greinacher, einen federnden Quarzdraht zur Saitenbefestigung verwende, ist mein Saitenelektrometer, weil zuerst von mir bis in alle Einzelheiten erdacht und erprobt, immer noch kein Einfadenelektrometer nach Wulf.

Im übrigen kommt der elastischen Saitenbefestigung durchaus nicht die überragende Bedeutung zu, die Herr Wulf annimmt. Nur bei einem Laboratoriumsinstrument, bei dem Proportionalität zwischen Potential und Ausschlag über die ganze Skala hinweg auch bei größten Hilfsladungen verlangt wird, ist die elastisch oder nachgiebig befestigte Saite von Vorteil. Alles andere leistet auch der beiderseits starr befestigte Faden, wie meine früheren Veröffentlichungen zeigen. Ja, zu einfachen elektro-

1) C. W. Lutz, Sitzungsber. d. Bayer. Akad. d. Wiss. (math.-phys. Kl.) **37**, 61, 1907; diese Zeitschr. **9**, 100 u. 642, 1908, **13**, 954, 1912; **24**, 166, 1923.

statischen Messungen und besonders zu solchen im Freien verdient letzterer sogar den Vorzug. Es wird daher das von mir konstruierte „einfache Saitenelektroskop" (diese Zeitschr. **17**, 619, 1916) nach wie vor mit der starr befestigten Saite versehen.

Ich habe Herrn Wulf nie verwehrt, die mir eigentümlichen Konstruktionsteile für seine Fadenelektrometer zu verwenden. Darum möchte ich aber auch für mich das Recht in Anspruch nehmen, eine von Ader erfundene, von Herrn Wulf verbesserte, von Greinacher einem besonderen Verwendungszweck angepaßte Art der Saitenbefestigung auch meinerseits weiter ausbilden zu dürfen. Wie dann das damit ausgerüstete Instrument benannt wird, ist für mich ganz nebensächlich; denn mir kommt es allein darauf an, für die jetzt vielfach erforderlichen feinen elektrostatischen Messungen ein empfindliches und leicht zu handhabendes Elektrometer zu schaffen und damit der Wissenschaft einen Dienst zu erweisen.

München, 11. September 1923.

(Eingegangen 13. September 1923.)

Über die Herstellung reinster, undurchsichtiger Metallschichten durch Kathodenzerstäubung und deren optische Konstanten.

Von Franz Rother und Karl Lauch.

Für die optischen Eigenschaften einer Metallschicht sind der Brechungsindex n, der Absorptionskoeffizient k, der Absorptionsindex x und das Reflexionsvermögen R kennzeichnend, aus denen sich der Haupteinfallswinkel φ und das Hauptazimut ψ errechnen lassen. Durchsichtige Metallschichten sind vielfach Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen[1]). An ihnen hat sich als wesentlichstes Resultat ergeben, daß bei gleicher Reinheit der Schicht die optischen Parameter eine Funktion der Schichtdicke sind, denn mit wachsender Schicht nimmt n ab, x wird dagegen größer. Von einer gewissen Stärke an, die für Silber 105, Gold 100, Platin 90 und Kupfer 50 $\mu\mu$ beträgt, nähern sich die optischen Konstanten denen für massives Metall.

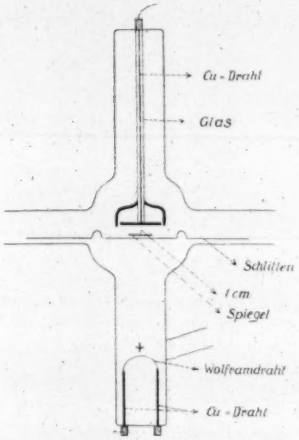
Die vorliegende Arbeit hatte das Ziel, die optischen Konstanten undurchsichtiger Metallschichten zu bestimmen. Untersucht wurden die Metalle Silber, Gold, Platin, Kupfer und Nickel. Da größter Wert auf die Reinheit der Schichten gelegt werden sollte, wurde zur Herstellung der Spiegel eine Zerstäubungsanlage verwendet, wie sie von einem von uns[1]) beschrieben worden ist. Das Zerstäubungsgefäß setzte sich aus einer helmförmigen Glasglocke mit aufgeschliffenem, tellerartigen Untersatz zusammen. Die Anode, sowie die gegen Zerstäuben durch Röhren aus Jenaer Hartglas geschützten Zuführungsdrähte der Elektroden bestanden aus Kupfer. Die Kathoden waren runde Platten aus gewalztem Blech, in deren Mitte eine Fassung für ein 3 mm-Gewinde aus dem gleichen Metall aufgenietet oder aufgelötet war. Die Silber-, Gold- und Platinkathoden wurden öfters zur Reduktion in der Wasserstoffflamme bei schwacher Rotglut ausgeglüht, die Kupfer- und Nickelkathode abgeschmirgelt und abgewischt. Um ein Bestäuben der Glockenwandung möglichst einzuschränken, wurde anfangs die Kathode mit einer Glimmer- oder Glasscheibe bedeckt. Dies erwies sich jedoch nicht als zweckmäßig, da der Glimmer Gaseinschlüsse enthielt und ebenso wie Glas infolge Auftretens von Entladungsfunken am Rande der Kathode verbrannte. Zur Bestäubung wurde nur bestes, völlig kratzenfreies Spiegelglas verwendet, das zur Vermeidung von Oberflächenschichten gründlich in verdünnter Salpetersäure, Seifenwasser und destilliertem Wasser gekocht wurde. Alle Hähne sowie Schliffe wurden mit Fett nach Angabe von Franz Rother[2]) gedichtet, eine Flüssige-Luft-falle vor der Glocke beseitigte die letzten Spuren der Fett- und Quecksilberdämpfe aus der Pumpanordnung. Als Zerstäubungsgas diente im allgemeinen elektrolytisch gewonnener Wasserstoff nach Niese[3]), dessen Reinheit durch Spektraluntersuchung in elektrodenlosen Röhren verbürgt war. Zur Gewinnung verschiedener Reinheitsgrade der Schichten wurde noch in dem in Bomben käuflichen Wasserstoff und Stickstoff (etwa 95 Proz. Reinheit) zerstäubt.

Um den schädigenden Einfluß des Fettes und der Gasreste zu beseitigen, die an den Glockenwänden haften, wurde ein Zerstäubungsgefäß von folgender Form benutzt (s. Fig. 1). An einem 6 cm weiten Glasrohr, das oben und unten die Zuführung für die Elektroden enthielt, befanden sich senkrecht in der Mitte zwei gegenüberliegende Ansätze von 3 cm Weite und 10 cm Länge. Die Anode bildete ein Wolframdraht, der als Glühkathode benutzt werden konnte und somit während des Entgasungsprozesses ein Bewerfen der Zerstäubungskathode mit Elektronen

1) W. Wernicke, Pogg. Ann. Ergbd. **8**, 65, 1878; E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 432, 1902; E. Hagen u. H. Rubens, Drud. Ann. **1**, 352, 1900; W. Betz, Ann. d. Phys. **18**, 590, 1905; A. Kundt, Wied. Ann. **34**, 469, 1888; Shea, Wied. Ann. **47**, 202, 1892; C. Statescu, Ann. d. Phys. **33**, 1032, 1910; N. Galli u. K. Försterling, Gött. Nachr. 1911; M. Planck, Diese Zeitschr. **15**, 563, 1914; H. Fritze, Ann. d. Phys. **47**, 777, 1915.

2) Franz Rother, Deutsche opt. Wochenschr. 7, 578, 1921.

3) G. Niese, Diese Zeitschr. 24, 12, 1923.



bis zum Erglühen derselben gestattete. Die Kathode bestand entweder aus einer Silber-, Kupfer- oder Nickelplatte von 2 cm Durchmesser und 0,5 mm Dicke mit hartaufgelöteter 3 mm-Fassung. Ein weiter Glastrichter über der Kathode schützte die Glockenwandung vor zu starkem Bestäuben.

Der Spiegel lag auf einem Schlitten aus Glasstäben, der in die beiden seitlichen Ansätze eingeführt wurde. Der Abstand des Spiegels von der Kathode betrug 1 cm. Nach Zuschmelzen der Ansätze und während der Evakuierung der Anlage auf Hochvakuum mittels einer Diffusionsquecksilberpumpe mit rotierendem Lichtbogen (3,5 Amp. bei 110 Volt) wurde die Glocke zur vollständigen Entgasung 1 Stunde lang in einem darübergestülpten Asbestofen auf etwa 300° erhitzt. Alsdann erfolgte nach mehrmaligem Einleiten von Wasserstoff die Zerstäubung. In beiden Glocken wurde zu Anfang der Spiegel mit einem durch Eisenstückchen beschwerten Glimmerblättchen bedeckt und auf dieses zerstäubt, nach einigen Minuten Zerstäubungsdauer wurde es magnetisch weggezogen. Zerstäubt wurde mit Gleichstrom, den zwei hintereinandergeschaltete Hochspannungsdynamomaschinen von zusammen 10000 Volt Hochspannung lieferten. Im Stromkreis befand sich ein Milliamperemeter, ein Multohmwiderstand und ein Schalter, sowie eine Hörnersicherung, an den Elektroden lag ein elektrostatisches Voltmeter. Spannung und Stromstärke wurden durch das Vakuum, das mit einem Mac Leod gemessen wurde, sowie durch die Erregung der Maschine reguliert. Der Crookessche Dunkelraum befand sich meist nahe am Spiegel, parallel der Kathode. Bei dieser Lage zerstäubte das Metall am gleichmäßigsten und raschesten. Zu große Nähe des Dunkelraumes oder zu starke Wölbung desselben läßt den Spiegel zu heiß und matt werden. Beim Gebrauch viereckiger Glasplatten treten in der Schicht mitunter diagonale Streifen geringerer Dicke auf, runde Glasscheiben sind deshalb vorzuziehen. Unter allen Metallen war die Herstellung äußerlich einwandfreier Silber- und Goldschichten deshalb am schwierigsten, weil infolge der starken Erwärmung und des niedrigen Schmelzpunktes der Kathode (Silber 961°, Gold 1064°) die Schichten sehr oft matte Stellen aufwiesen. Inhomogenitäten des Materials, vor allem an der Nietstelle, trugen gleichfalls zu diesem Übelstand bei, den erst längeres Ausglühen der Elektroden etwas zu beheben vermochte[2]). Die Gewinnung einwandfreier Platin-, Kupfer- und Nickelschichten gelang ohne weiteres.

Reine, dünne Silberspiegel zeigten im durchfallenden Lichte eine blaue Farbe, an den schwächsten weit von der Kathode entfernten Stellen waren sie rot durchsichtig. Platin war in der Durchsicht rein grau, Kupfer grün mit einem Stich ins Gelbe, Nickel graubraun. Gold erschien immer grün, blaues Gold konnte niemals beobachtet werden. Eine katalytische Wirkung des Platins beim Einleiten von Luft konnte nur einmal beobachtet werden. Das Ausbleiben dieser Erscheinung ist sicher auf Fehlen des Sauerstoffes während der Zerstäubung zurückzuführen. Mehrere Spiegel der verschiedenen Metalle bekamen nach kurzem Liegen an der Luft durch Lösen der Schicht von der Unterlage ein mattes und durchlöchertes Aussehen. Ließ man einen Spiegel mehrere Stunden in der Glocke liegen und bestäubte ihn dann aufs neue, so wurde die Schicht ebenfalls regelmäßig matt. Der Grund dieser Vorgänge ist in Spannungsänderungen des niedergeschlagenen Metalls zu suchen. Silber- und Goldschichten hafteten auf Spiegelglas sehr wenig, verunreinigt überhaupt nicht, Platin-, Kupfer- und Nickelbeschläge meistens sehr fest. Jedes Metall zerstäubte am raschesten in Stickstoff, wobei auch regelmäßig sehr schöne Schichten gewonnen wurden, weniger schnell in Luft, am langsamsten in Wasserstoff. Zu Anfang jeder Zerstäubung machte sich ein Anstieg des Vakuums bemerkbar, der bei Platin und Kupfer am stärksten auftrat. Die größte Zerstäubungsgeschwindigkeit besaß Kupfer, die geringste Nickel. Verschiedener Abstand der beiden Elektroden änderte an der Zerstäubungsgeschwindigkeit nichts, ebenso beschleunigte Glühen der Kathode den Vorgang nur wenig.

2) loc. cit.

Tabelle I.

Metall	Durchmesser der Kathode cm	Spannung Volt	Stromstärke Milliamp.	Druck mm Hg	Abstand der Kathode vom Spiegel cm	Zeit in Min.	Gas
Silber	2	800	25	0,6	1,0	5	reiner H_2
Silber	19	2300	50	0,2	2,0	20	„
Gold	6	850	45	0,6	2,0	19	„
Platin	5	1400	38	0,2	2,0	10	„
Kupfer	2,5	800	35	0,6	2,5	9	„
Nickel	2,6	1400	40	0,2	2,5	10	„
Silber	5	1600	28	0,2	2,0	12	Stickstoff (Bombe)
Gold	6	1500	40	0,8	2,5	9	„
Platin	5	2500	30	0,2	2,0	7	„

Tabelle II.

	Silber				Gold				Platin				Kupfer				Nickel			
	n	k	R		n	k	R		n	k	R		n	k	R		n	k	R	
$\lambda = 578$					0,302	2,70	86,5	Proz.	1,92	4,05	69,2	Proz.	0,501	1,99	67,9	Proz.	2,34	2,21	41,6	Proz.
$\lambda = 546$	0,168	3,1	494	Proz.	0,446	2,39	77,2	„	1,83	3,85	67,9	„	0,925	1,93	50,4	„	1,85	2,02	39,4	„
andere Beobachter:																				
Gelb[2])	0,18	3,67	95,3	Proz.	0,37	3,01	85,0	Proz.	2,06	4,26	70,1	Proz.	0,64	2,62	73,2	Proz.	1,79	3,32	62,0	Proz.
Grün	0,176	3,30	94,2	„	0,98	2,07	57,4	„	2,28	3,39	58,9	„	0,89	2,23	58,4	„	1,50	3,09	62,1	„
in der schlifflosen Glocke:																				

	Silber				Kupfer				Nickel			
	n	k	R		n	k	R		n	k	R	
$\lambda = 578$	0,172	3,34	94,5	Proz.	0,515	2,53	76,3	Proz.	1,84	2,97	56,5	Proz.
$\lambda = 546$	0,166	3,13	94,0	„	0,901	2,43	62,2	„	1,81	2,86	54,5	„

Auf Grund aller gemachten Erfahrungen ergab sich zur Erzielung schöner Spiegel für jedes Metall die folgende Regel:

Niedriges Vakuum (0,9 bis 0,1 mm), niedrige Spannung (800 bis 3000 Volt), große Stromstärke, die natürlich durch die Größe der Kathode bedingt ist; Dunkelraum nahe Spiegel — etwa $^1/_3$ des Abstandes zwischen Schicht und Kathode — und nicht gewölbt. Je höher der Schmelzpunkt der Kathode liegt, um so höher kann man Vakuum und Spannung wählen. Im besonderen ergaben sich für die untersuchten Metalle folgende Daten (s. Tabelle I).

Die Berechnung der optischen Konstanten der Schichten aus Reflexionsbeobachtungen der relativen Phasendifferenz Δ und des Azimuts ψ bei beliebigen Einfallswinkel φ erfolgte auf Grund der strengen Formeln der Metalloptik, wie sie von O. Wiener[1]) zusammengestellt worden sind. In der mit Schliffen versehenen Glocke ergaben sich die in Tab. II enthaltenen Werte:

Vergleicht man die Zahlen der Schliffglocke mit denen der schlifflosen, so findet man bei den leichtoxydierenden Metallen Kupfer und Nickel eine größere Reinheit in der schlifflosen Glocke; beim Silber unterscheiden sich die Werte nur wenig. Gegenüber anderen Beobachtern ist, abgesehen von Nickel, ein kleineres und größeres Reflexionsvermögen R festzustellen.

Es sind noch Werte mit viel kleinerem n, jedoch auch kleinerem k und R gefunden worden. Außerdem wurden bei allen Metallen Schichten gewonnen, die trotz größter Reinheit bei der Herstellung ein größeres n und kleineres R und k aufwiesen. Schichten dieser Art genügen, wie hier nur angeführt werde, den Bedingungen der Wienerschen Stäbchendoppelbrechung[1]), wenn die Schichten gleiches k aufweisen. Es hat sich ferner gezeigt, daß der Absorptionskoeffizient k charakteristisch für das Gefüge der Schicht ist, ebenso wie der Haupteinfallswinkel.

Schließlich wurde noch gefunden, daß zwischen den einzelnen Konstanten ein funktionaler Zusammenhang bei verschiedenen Reinheitsgraden besteht. Ausführliches Zahlenmaterial wird in der in den Annalen erscheinenden Arbeit des Herrn Lauch mitgeteilt werden.

Physikalisches Institut d. Universität Leipzig, November 1923.

(Eingegangen 26. November 1923.)

1) O. Wiener, Abhandl. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. V, 1908.
2) Drude, Wied. Ann. **39**, 481, 1890.
3) Minor, Drud. Ann. **10**, 613, 1903.
4) Maier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.

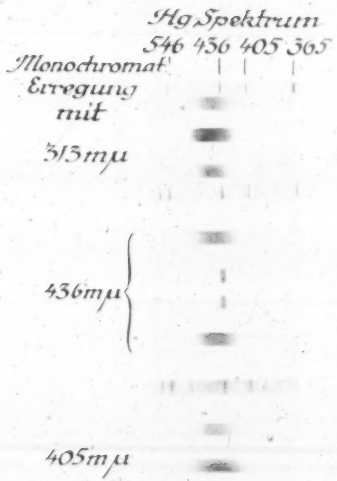


Fig. 2
Ca SBi a
Emissionsbande bei verschiedener
Erregung.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN BONN VOM 16.—22. SEPTEMBER 1923.

B. Gudden (Göttingen), Über die Gültigkeit der Stokesschen Regel bei Phosphoren. (Mit Tafel XI.)

Auf dem Boden der Quantentheorie ist es eine zwingende Forderung des Energiesatzes, daß bei Photoluminiszenz das emittierte Licht nicht kurzwelliger sein kann als das absorbierte, erregende.

Gegen diese Stokessche Regel gibt es eine Reihe sicherer Verstöße. Ein solcher liegt in obigem Sinne natürlich nur dann vor, wenn auch bei monochromatischer Erregung in der Emission kürzere Wellenlängen auftreten, nicht dagegen schon beim Ineinandergreifen breiter Erregungs- und Emissionsgebiete. Wenn es sich bei solchen Ausnahmen von der Stokesschen Regel um reine Photoluminiszenz handelt und nicht etwa um durch Lichtabsorption ausgelöste Chemiluminiszenz, so muß der Energiemehrbedarf der Wärmeenergie entnommen werden. Ein unmittelbarer Übergang zwischen kinetischer und Anregungs- (und damit Strahlungs-) Energie mag bei Gasen vorkommen, in Flüssigkeiten und festen Körpern besteht dagegen wohl ein verwickeltes Zusammenwirken mehrerer Molekularfelder (Nähewirkung, Starkeffekt).

Durch Nichols und Merritt ist erwiesen, daß bei gewissen fluoreszierenden Lösungen nicht nur Verstöße gegen die Stokessche Regel vorkommen, sondern daß sogar die Intensitätsverteilung in der Emissionsbande völlig unabhängig davon ist, ob das erregende Licht höhere Frequenz hat als der kurzwellige Teil der Emissionsbande oder nicht[1]). Im Gegensatz zu diesem Befund an Lösungen nimmt Lenard für die Erdalkali- und Zinksulfidphosphore strenge Gültigkeit der Stokesschen Regel an: In den seltenen Fällen des Ineinandergreifens von Absorptions- und Emissionsbande soll bei monochromatischer Erregung nur der Teil der Emissionsbande erscheinen, der langwelliger als das erregende Licht ist[2]).

Ein soweit gehendes „Energiegedächtnis" (Lenard) scheint jedoch schwer mit den Grundlagen der bewährten Lenardschen Phosphoreszenztheorie vereinbar: Nach dieser Theorie beruht das Auftreten einer breiten Bande anstatt einer scharfen Linie darauf, daß die beiden Energiestufen, zwischen denen der Quantensprung stattfindet, infolge räumlicher und zeitlicher Schwankungen der gegenseitigen Lage der molekularen Kraftfelder beträchtlich verschiedene Werte annehmen. Die Intensitätsverteilung in einer einheitlichen Bande wird daher durch eine Wahrscheinlichkeitskurve gegeben[1]). Dabei kommen zwei Energiequellen für die Lichtemission in Betracht:

1. Thermischer Überschuß und 2. konservative Aufspeicherung. In beiden Fällen wäre aber von vornherein weitgehende Unabhängigkeit der Emissionsbande von der erregenden Wellenlänge zu erwarten. Im ersten Fall hängt nämlich die bei der Rückkehr des Elektrons abgegebene Energie gar nicht von der ursprünglich aufgenommenen ab. Im zweiten Fall ist zu berücksichtigen, daß die Zeit zwischen Aufspeicherung und Emission stets groß ist gegenüber der Dauer der Wärmeschwingungen, so daß auch bei ausschließlicher Absorption von sehr unwahrscheinlich kleinen Quanten $h\nu$ bis zur Emission sich stets wieder die wahrscheinlichste Verteilung hergestellt hat, d. h. es werden auf Kosten der Wärmeenergie vornehmlich größere Energiebeträge abgegeben.

Es erschien daher wünschenswert experimentell zu prüfen, ob in der Tat eine der Erwartung widersprechende strenge Geltung der Stokesschen Regel die Einführung einer besonderen Hypothese notwendig macht.

Für diese Untersuchung waren folgende drei Phosphore nach Lage von Erregungs- und Emissionsverteilung geeignet: *CaSBi α*, *SrSBi α*, *ZnSCu α*, vgl. die schematische Fig. 1. Die Beobachtung bzw. Photographie erfolgte phosphoroskopisch in einem Spektralapparat von Schmidt & Haensch. Hauptwert wurde auf Ausschaltung alles falschen kurzwelligeren Lichtes gelegt; das läßt sich nur mit doppelter oder gar dreifacher spektraler Zerlegung des erregenden Lichtes erreichen, da es Filter der erforderlichen spektralen Enge nicht gibt. Vor jeder Belichtung wurden die Phosphore durch genügende Erhitzung ausgeleuchtet, so daß keine Lichtsumme von früherer Belichtung aufgespeichert blieb.

Beweisend erscheinen die Photogramme an *CaSBi α*, vgl. Fig. 2 (Taf. XI). Hier ist die Emissionsbande für verschiedene Belichtungs-

1) E. L. Nichols u. E. Merritt, Phys. Rev. **18**, 403; **19**, 18, 1908.

2) P. Lenard, „Ausleucht. u. Tilgung", Heidelberg. Akad. 1917, A 5, S. 13; 1918, A 8, S. 29; A 11, S. 31.

1) P. Borissow, Ann. d. Phys. **42**, 1321, 1913.

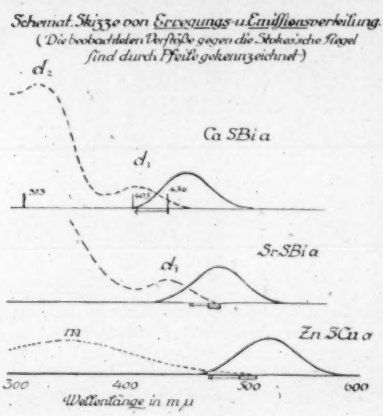


Fig. 1.

zeiten aufgenommen bei streng monochromatischer Eregung:

1. mit 313 $m\mu$ aus dem kurzwelligen Erregungsgebiet d_2,
2. mit 436 $m\mu$ aus d_1, und zwar innerhalb der Emissionsbande,
3. mit 405 $m\mu$ aus d_1, und zwar außerhalb der Bande.

Für den Fall 2 sind Vergleichsaufnahmen beigefügt, bei denen das erregende Licht unmittelbar in den Spektralapparat fiel, um spektrale Reinheit und verwendete Spaltweite zu zeigen. Auf den Originalaufnahmen läßt sich die Bande übereinstimmend für alle drei Erregungen bei genügend langer Belichtung bis etwa 407 $m\mu$ verfolgen, also im Fall 2 um rund 20 $m\mu$ kurzwelliger als das erregende Licht ist. Überdies scheint die Intensitätsverteilung der Bande in allen Fällen die gleiche zu sein.

Zu entsprechenden Ergebnissen gelangt man an *SrSBia* und *ZnSCua*. Bei okularer[1]) Beobachtung lassen sich auch hier sichere Abweichungen vom Stokesschen Gesetz feststellen, wie die folgenden Zahlen zeigen:

	Kürzeste beobachtete Wellenlänge in der Erregung	in der Emission
SrSBia	472 $m\mu$	454 $m\mu$
ZnSCua	497 $m\mu$[2])	470 $m\mu$

1) Auf photographische Festlegung wurde hier verzichtet, da wegen der geringen Intensitäten der hier anzuwendenden Lichtquellen allzu lange Belichtungszeiten nötig wurden.

2) Bei keinem untersuchten *ZnSCua*-Phosphor war mit 546 $m\mu$ noch eine phosphoroskopisch nachweisbare Erregung festzustellen, vielmehr endete die *m*-Erregung bei 500 $m\mu$ in Übereinstimmung mit der von Tomaschek gegebenen Figur (R. Tomaschek, Ann. d. Phys. 65, 213, 1921).

Wesentlich bei der Beobachtung war vollständigstes Ausschalten etwa gestreuten erregenden Lichtes und günstig auch das Abblenden des langwelligeren helleren Teiles der Emissionsbande; es wirken hier Intensitätsabnahme der Bande und Empfindlichkeitsabnahme des Auges zusammen und täuschen leicht eine kürzere Bandenerstreckung vor, als wirklich vorhanden.

Es gibt somit auch bei Phosphoren wahre Verstöße gegen die Stokessche Regel. Sie entstehen zweifellos auf Kosten der molekularen Wärmeenergie. Die mittlere molekulare Energie ist bei Zimmertemperatur rund $^1/_{30}$ Volt, die beobachteten Verstöße erfordern bis etwa $^1/_5$ Volt; das sind also durchaus mögliche Vielfache der mittleren Energie. Eine zahlenmäßige Beziehung läßt sich aber vorläufig genau so wenig wie bei Lösungen[1]) aufstellen und ist auch bei dem verwickelten Zusammenwirken zahlreicher Molekülfelder in der Nähewirkung wohl nicht zu erwarten.

Diskussion.

Herr Pringsheim: 1. Ist in Anbetracht der Untersuchungen von Nichols und Merritt eine Emissionsbande eines Phosphors unbedingt als einheitlich anzusehen? Andernfalls müßte doch wohl bei Variation der erregenden Wellenlänge die Energieverteilung im Emissionsspektrum sich ändern.

2. Ist es möglich, an Lenardschen Phosphoren einen Einfluß der Temperatur auf die Abweichung vom Stokesschen Gesetz festzustellen?

Herr Gudden: Antwort auf Pringsheim:

Zu 1. Auch Nichols und Merritt finden die von mir im besonderen untersuchte *CaSBia*-Bande einheitlich; ihre Messungen sind im Einklang mit den früheren von Borissow, wonach die Intensitätsverteilung in einer Bande durch eine Wahrscheinlichkeitskurve wiedergegeben wird. (Anm.: Bei *SrSBia* finden Nichols und Merritt Strukturandeutungen, doch eignet sich diese Bande wegen des Fehlens geeigneter erregender Spektrallinien wenig zur Entscheidung.)

Zu 2. Beobachtungen bei verschiedenen Temperaturen sind zwecklos, da bei höheren Temperaturen die Emissionsbande nicht mehr merk-

1) Eine gelegentlich als quantitative Beziehung aufgefaßte Berechnung von Kowalski (I. de Kowalski, Krak. Anz. 1910, 12) beruht auf einem Zufall. Kowalski berechnet aus der Verschiebung der kurzwelligen Bandengrenze bei Temperaturänderung die Boltzmannsche Konstante; diese übrigens schwer definierbare Grenze hängt aber nicht nur von der Breitenänderung der Bande, sondern sehr wesentlich auch noch von der Verlagerung des Bandenschwerpunktes ab.

lich breiter wird, ferner stärker nach längeren Wellen wandert als die Absorptionsbande, so daß das Überlappungsgebiet sich nicht vergrößert. Bei tieferen Temperaturen dagegen werden beide Banden so viel schmäler, daß die Überlappung verschwindet.

Walther Gerlach (Frankfurt a. M.), Über das Jodspektrum, mit einem Anhang über das Bandenspektrum des Quecksilbers.

Unsere experimentelle Kenntnis der Linienspektra der Atome enthält, wie aus Herrn Paschens Vortrag überzeugend hervorgeht, heute keine Tatsachen mehr, welche sich nicht mit den auf Bohrs Theorie aufgebauten Vorstellungen über Atombau und Lichtemission verstehen lassen. Auch die Bandenspektra der Moleküle versteht man heute von prinzipiell gleichen Gesichtspunkten aus, und wo noch Schwierigkeiten ihrer Analyse bestehen, liegt der Grund wohl meist in der auf zu sehr vernachlässigter experimenteller Untersuchung beruhenden Unkenntnis der Molekülkomponenten.

Die kontinuierlichen Emissionen von Gasen und Dämpfen schienen vom quantentheoretischen Standpunkt aus am schwersten verständlich zu sein, wie man am besten aus J. Starks Bedenken sieht. Aber auch hier ist wenigstens prinzipiell für einen Fall Klarheit geschaffen. Ein kontinuierliches Spektrum kann mit Bohrs Frequenzbeziehung dadurch zustande kommen, daß ein Term kontinuierlich veränderlich ist. Eine solche kontinuierliche Folge von Energiezuständen kann ein freies Elektron annehmen; und kontinuierliche Emission kommt dann so zustande, daß bei der Vereinigung eines solchen Elektrons mit einem Ion, also bei Übergang aus dem „unendlichen" auf eine „Quantenbahn" des Atoms, außer der potentiellen Energie E_{pot} auch die kinetische Energie frei wird als Strahlung der Frequenz $\nu = \frac{E_{pot} + E_{kin}}{h}$. Aus den Untersuchungen von Stark, Hartmann und Debye-Holtsmark kennt man diese an Linienserien sich anschließenden kontinuierlichen Spektra in Emission und Absorption.

Eine zweite Möglichkeit einer kontinuierlichen Emission von Atomgasen hat J. Franck diskutiert: Die Übertragung der vorstehenden Überlegung der Verbindung eines positiven Ions mit einem Elektron auf die Befriedigung der Elektronegativität bestimmter Atome durch Bildung eines negativen Ions vermittels Anlagerung eines Elektrons. Die hierbei freiwerdende Elektronenaffinitätsenergie E wird als Frequenz $\nu = \frac{E}{h}$ ausgestrahlt mit einem nach kurzen Wellen anschließenden kontinuierlichen Band $\nu_i = \frac{E + E_{kin\,i}}{h} = \nu_0 + \frac{\frac{1}{2} m v^2}{h}$, wo $E_{kin\,i}$ a priori alle möglichen Werte wie oben annehmen kann (s. u.).

Herr Fr. Gromann und der Verf. haben zahlreiche Versuche, dieses Elektronenaffinitätsspektrum des Jodatoms zu finden, ausgeführt. [Ausführliche Darstellung im Erscheinen begriffen[1]); im Vortrag wurden Einzelheiten über diese Versuche mitgeteilt; hier sei auf diese Mitteilung verwiesen.] Dazu wurde das Jodspektrum im Bereich von 8000 bis 2100 Å.-E. mit großem Fuess-Glasspektrographen und dem großen Quarz-Hilger bei verschiedenster elektrischer Anregung, besonders elektrodenloser Anregung, Dampfdrucken zwischen $< 0{,}01$ bis 10 mm und Temperaturen 0° bis 1050° C untersucht. Es war erforderlich, mit äußerster spektraler Reinheit zu arbeiten, weil bekannte Banden (N_2, CO) — vielleicht infolge des elektronegativen Jod — stark entstellt wurden und so nicht mit der gewohnten Mühelosigkeit erkannt werden konnten. Deshalb wurden nur sehr reine Quarzröhren und reinstes (Merck und Kahlbaum) Jod, durch Molekularstrahl-Sublimation in die Röhre gebracht, verwendet und — wie gesagt — auch meist mit Außenelektroden gearbeitet. Die Spektra bestanden aus Linien (Bogen und Funken, teils leicht durch Variation von Dampfdruck und Entladungsbedingungen zuzuordnen), einem kontinuierlichen Band von $\sim$ 4800 bis 2100, dem bekannten Bandenspektrum rot bis $\sim$ 4900, 4 sehr typischen Bandengruppen, und zwei aus dem ganzen Charakter des übrigen Spektrums herausfallenden kurzen kontinuierlichen Bändern bei 4800 und 3460 Å.-E.

Letzteres, 3460 $\pm$ 5 Å.-E. für die langwellige Grenze, wird als das Elektronenaffinitätsspektrum des Jodatoms angesprochen, da es bei hochgradiger Dissoziation ($p \sim 0{,}2$ mm, Temp. 1050° C) sehr hell bleibt, wenn die Jodatomlinien hervortreten und alle Banden und das Band 4800, das Steubing untersucht hat, teils verschwunden sind, teils zu verschwinden beginnen. Die hieraus folgende Elektronenaffinität von 81,8 Cal. pro Mol ist in schönster Übereinstimmung mit Borns gittertheoretischem Werte.

Die Ausdehnung dieses Elektronenaffinitätsspektrums nach kurzen Wellen ist nicht mit Sicherheit zu ermitteln, da schon bei $\sim \lambda$ 3360 eine Bande einsetzt. Doch dürfte merkliche Intensität nur in einem Bereich von nicht mehr als etwa 150 Å.-E. emittiert werden, was einer Energie von nur 0,1—0,2 Volt entspricht. Man

1) Zeitschr. f. Physik, 18, 239, 1923.

muß hieraus schließen, daß Elektronen mit höherer Energie sich nicht in das Elektronensystem des Atoms einordnen oder daß eine größere Elektronenenergie vom Atom zu anderen, z. B. Linienanregung, Zwecken verbraucht wird[1]). Bemerkenswert ist, daß der Schwärzungsverlauf in dem 3460-Band auch von der Temperatur und Dampfdichte nur auffallend wenig beeinflußt wird, wobei zu bemerken ist, daß bei unseren Versuchen die Mehrzahl der Elektronen beträchtliche Geschwindigkeiten hatten. Versuche zur Aufklärung dieser Frage, für die Übergangswahrscheinlichkeit der Elektroneneinordnung wie für die Franckssche Theorie gleich wichtig, sind bis jetzt leider alle mißglückt, werden aber fortgesetzt.

Es war nun erforderlich, die anderen Gebilde im Jodspektrum zu untersuchen, um die Annahme, daß λ 3460 zu keinem dieser gehörte, zu begründen. Zunächst 4800. Dieses ebenfalls kurze kontinuierliche Band hat Steubing näher untersucht. Wir fanden, daß seine langwellige Grenze nicht so scharf sein könne, wie Steubing meinte und vermuteten in ihm einen Teil des Bandenspektrums. Es hat sich nun letztere Annahme (— die in der Note in Zeitschr. f. Phys. noch steht —) als irrig erwiesen. Über die langwellige Grenze ist eine sichere Aussage nicht zu machen, nachdem gefunden wurde, daß das rot-gelb-grüne Emissionsbandenspektrum sich bei unseren Anregungsbedingungen in nicht mehr auflösbarer Weise noch weit über die in der Literatur angegebene Grenze $\sim$ 4900 nach kurzen Wellen, also in das Gebiet 4800 hinein, erstreckt.

Mit Sicherheit ist so nur zu sagen, daß 4800 nicht dem Jodatom zugehört, da es im Gegensatz zu 3460 im überhitzten Dampf verschwindet. Über den Ursprung dieser Emission sei folgende Annahme vorgeschlagen: das 4800-Band verhält sich durchaus ähnlich dem kontinuierlichen Spektrum, das sich von da an bis zu kürzesten Wellen erstreckt. Es scheint also nicht nur der Lage nach, sondern auch physikalisch die langwellige Grenze desselben zu sein. Deshalb soll der Anstieg und das Maximum bei 4800 der Elektronenaffinität des elektronegativen Jodmoleküls zugeschrieben werden und das folgende kontinuierliche Spektrum den sich überlagernden Elektronenaffinitätsspektren der angeregten Jodmoleküle. Der kontinuierliche Charakter der hierdurch bedingten Emission ist bei der großen Zahl der möglichen angeregten Moleküle plausibel, ebenso ist ihre Ausdehnung bis ins weite Ultraviolett energetisch durchaus gefordert.

Es ist dies nicht die einzig mögliche Erklärung des kontinuierlichen Spektrums, vielmehr ist es nach Auffindung der eigenartigen ultravioletten Jodfluoreszenz durch Mc Lenan und O. Oldenberg auch als eine kontinuierliche Übereinanderlagerung von Rekombinationsspektren auffaßbar, welche bei der Vereinigung von $J^+ + J^-$ oder von angeregten Atomen zu Molekülen J_2 entstehen, während nach Aussage des Spektrums die negative Dissoziationsenergie der neutralen Atome offensichtlich nicht als Frequenz $\frac{D}{h}$ emittiert wird[1]).

Die erwähnten Bandengruppen sollen an anderer Stelle[2]) ausführlich diskutiert werden. Charakteristisch für sie ist, daß die Intensitätsverteilung auf die einzelnen durch ein Schwingungsquant verschiedenen Rotationsgruppen (die nicht aufgelöst wurden) von allen Variationen der Entladungsbedingungen und der Temperatur ziemlich weitgehend unabhängig ist. Es sei nur darauf hingewiesen, daß drei sich auf die Schwingungsfrequenz der bekannten Resonanzspektren aufbauen, nämlich ein Kernschwingungsquantum $h \cdot \Delta\nu$ mit $\Delta\nu =$ etwa 215 cm^{-1} haben, die vierte, kurzwelligste aber nur etwa das halbe $\Delta\nu$ zeigt. Hier genügt die Feststellung, daß weder das Band 3460 noch 4800 sich irgendwie in die recht klare Gesetzmäßigkeit dieser Banden einordnen lassen; daß 4800 sich bezüglich seiner Intensität aber ähnlich diesen Banden verhält, während 3460 mit Zurücktreten der Banden an Intensität zunimmt.

Schließlich mögen noch einige Worte über eine ganz ähnliche Emission des (gleichfalls elektrodenlos durch Schwingungen) elektrisch angeregten Quecksilberdampfes gesagt werden, deren Auftreten und Aussehen durchaus den eben besprochenen Jodemissionen entspricht, nämlich Banden- und kontinuierliche Emission. Die bisher allgemein dem *Hg*-Spektrum zugeordneten, von Liese genau durchgemessenen Banden gehören sicher nicht einem Hg_2-Molekül an. Hulthen und Kratzer bezweifelten dieses kürzlich auch aus theoretischen Gründen. Diese Banden sind offenbar einem *Hg-Na*-Molekül zuzuschreiben. Geißlerröhren aus reinstem Quarz mit *Hg*-Füllung zeigen sie nicht, dagegen treten sie sowohl bei Zusatz von Natrium als auch

1) Das *H*-Atom sendet in Emission bei Elektronenstoß ein an die Balmerserie anschließendes kontinuierliches Spektrum aus, dessen Energie bei einer unterhalb der Ionisierungsenergie liegenden Voltgeschwindigkeit ein Maximum hat (J. Stark). Über die Ausdehnung der entsprechenden Absorptionsspektren stehen wenige, nicht übereinstimmende Angaben in der Literatur.

1) Nachtrag bei der Korr.: Wir kommen hierauf an anderer Stelle zurück.

2) Frankfurter Dissertation von Fr. Gromann.

von Glaspulver auf. Hg_2^+-Molekülen sind sicher eine ganze Anzahl von Bandengruppen zuzurechnen, welche ihrem Habitus nach den Jodbanden sehr ähnlich sind und die sich in ganz charakteristischer Weise um die Hauptlinien des Quecksilberspektrums gruppieren. Es sind dies also Bandenemissionen von Molekülen aus angeregten und normalen Atomen, deren Frequenz sich aus der Elektronensprungenergie plus Schwingungsquantensprüngen plus Rotationsquantensprüngen zusammensetzen. Die ersten beeinflussen das Schwingungs-$\Delta\nu$ nur sehr wenig, woraus man die schwache Bindung des Moleküls erkennt. Die Schwingungsfrequenzdifferenz entspricht gut dem $\Delta\nu$ der langwelligen Rubensschen Hg-Dampfemission. Hierauf soll später noch zurückgekommen werden.

Verf. möchte nicht verfehlen auch hier Herrn Fr. Gromann für seine unermüdliche Mitarbeit, sowie der Hoshi-Stiftung der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaft für ihre freigebige Unterstützung seinen wärmsten Dank zu sagen.

Diskussion.

Herr Steubing: Zur Lagebestimmung der Grenze möchte ich auf eine photographische Fehlerquelle hinweisen, die auch bei gleichmäßiger Sensibilisierung die Lagebestimmung erschwert, nämlich die bei einseitiger Intensitätsverteilung unvermeidliche Überstrahlung. Ich habe darum die Grenze mittels okularer Beobachtung durch Eingabelung festzulegen gesucht. Was die stark verwaschenen Banden angeht, die ich auch auf neueren Aufnahmen erhalten habe und die nicht aus Linien, sondern verwaschenen Punkten von ca. 10 Å.-E. Breite bestehen, ist die Frage, ob ihre Lagebestimmung genau genug möglich war.

Herr Gerlach: Durch Komparatormessung und Photometrierung wurden die Schwerpunkte hinreichend genau bestimmt.

Herr Konen fragt an, ob der Redner Anzeichen eines Anodenlichtes nach Art des aktiven Stickstoffs bemerkt hat.

Herr Gerlach verneint dies.

Herr Mecke: Der Nachweis, daß das ultraviolette Bandenspektrum dem nichtdissoziierten Jodmolekül zuzuschreiben ist, müßte erst noch durch genauere Ausmessung des Spektrums bei größerer als bis jetzt verwandter Dispersion erbracht werden. Die bisher vorliegenden Messungen reichen zur Lösung dieser Frage nicht aus. Das grün-rote Bandenspektrum gehört sicher dem nichtionisierten Molekül an und tritt in Absorption, Emission und Fluoreszenz auf. Sein Serienaufbau ist jetzt sichergestellt und dadurch ein Vergleich beider Spektra möglich.

Herr Gerlach: Die Dispersion genügt vollkommen zur Bestimmung des Schwingungs-$\Delta\nu$. Nur hierauf kommt es uns an.

Herr Born: Vom theoretischen Standpunkte darf man erwarten, daß es 2 Spektren der Elektronenaffinität geben sollte. Das Halogenatom hat eine Außenschale von 7 Elektronen; diese können etwa in 3 Kreisbahnen und 4 Ellipsenbahnen angeordnet sein, oder umgekehrt. Es wird also 2 Atomsorten mit geringer Energiedifferenz geben, analog wie es 2 Formen des Edelgasions gibt, die sich im L-Dublett manifestieren. Beide Atomsorten werden bestrebt sein, ein Elektron einzufangen; dem entsprechend können bei elektrischer Anregung 2 kontinuierliche Spektren der Elektronenaffinität auftreten. Man müßte experimentell nach dieser Erscheinung suchen.

Herr Gerlach: Wenn Sie 4800 einem anderen Atom zuordnen wollen, so sagt der Versuch, daß die negative Ionisierung dieses Atoms bei hoher Temperatur unwahrscheinlicher ist als die des 3460-Atoms.

Georg Joos (München), Ein Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen Intensitätsverteilung beim Emissionsprozeß.

1. Einleitung.

Die Quantentheorie steht bekanntlich in scharfem Gegensatz zur „klassischen" Maxwell-Lorentzschen Elektrodynamik in bezug auf die Emission und Absorption der Strahlung, ja in ihrer extremen Form auch in bezug auf die Ausbreitung. Der Versuch, über den unten berichtet werden soll, betrifft den Emissionsvorgang, bei dem sich folgende 2 Vorstellungen gegenüberstehen: Die klassische Theorie nimmt als Quelle der Strahlung eine im Atom befindliche, harmonische Schwingungen ausführende Ladung an. Die Hertzsche Lösung der Maxwellschen Gleichungen gibt dann für jede Richtung die dahin ausgestrahlte Energie an. Charakteristisch ist dabei, daß die in 2 entgegengesetzten Richtungen gestrahlten Energiemengen gleich groß sind, so daß das Atom keinen Rückstoß erleidet. Eine konsequente Quantentheorie muß dagegen, worauf zuerst Einstein in seiner bekannten Herleitung des Strahlungsgesetzes hingewiesen hat, in dem elementaren Emissionsprozeß einen streng gerichteten Vorgang sehen, der mit einem Rückstoß für das Atom verbunden ist. Es ist nun bisher trotz aller Bemühungen nicht gelungen, einen Versuch ausfindig zu machen, der eine Entscheidung zwischen beiden Vorstellungen lieferte. Die Stützen der quantentheoretischen Vorstellung liegen in ent-

fernten Folgerungen, wie den Einsteinschen Überlegungen über das thermodynamische Gleichgewicht in einem mit Strahlung und Atomen erfüllten Hohlraum. Im folgenden soll nun ein Versuch mitgeteilt werden, der zu dem Zweck unternommen wurde, auf möglichst direktem Weg eine etwa vorhandene Einseitigkeit nachzuweisen. Wenn auch zurzeit noch an der technischen Verbesserung gearbeitet wird, so mögen doch jetzt schon einige Mitteilungen gestattet sein, vor allem aus dem Grund, weil die Frage, was der Versuch beweist, Sache einer eingehenden Diskussion ist.

2. Gedankengang des Versuchs.

Die bündigste Entscheidung würde naturgemäß die Untersuchung der Intensitätsverteilung bei einem einzigen Elementarprozeß liefern. Wegen der ungenügenden Empfindlichkeit aller Beobachtungsmittel ist dies aber unmöglich. Aber auch bei einem Vorgang, der aus wenigen Elementarprozessen besteht, müssen im Fall der Quantentheorie gewisse Schwankungserscheinungen beobachtbar sein. Als ein solcher „Quasielementarprozeß" bietet sich das Aufblitzen eines Phosphors beim Auftreffen eines α-Teilchens. Unter Zugrundelegung des von E. Rüchardt[1]) angegebenen Wirkungsgrads werden bei Sidotblende größenordnungsmäßig 10000 Quanten grünen Lichts ausgestrahlt. Legen wir nun um den getroffenen Punkt die Einheitskugel, so verteilen sich im Fall der Quanten die Durchstoßpunkte der „Nadelstrahlen" nach Zufall. Schneiden wir jetzt einen so kleinen Raumwinkel heraus, daß die in ihm enthaltene Lichtenergie eben noch beobachtbar ist, so ist es sehr wohl möglich, daß die in entgegengesetzter Richtung geworfene Energie nicht mehr wahrnehmbar ist, während die klassische Theorie stets gleiche Intensität in beiden Richtungen verlangt. Als Beobachtungsmittel kommt leider nur das Auge in Betracht, da die Photozelle allein zu unempfindlich ist und die Anwendung von Verstärkerröhren neue Schwankungen hereinbringen würde, welche die gesuchten verdecken könnten. Von entscheidendem Vorteil ist ferner die Möglichkeit binokularen Sehens und die Tatsache, daß zum Zustandekommen einer Lichtempfindung ein Lichteindruck in einem Auge genügt. Die Empfindlichkeitsgrenze des Auges beträgt nach J. v. Kries[2]) 32—64 Quanten grünen Lichts.

3. Versuchsanordnung (Fig. 1).

Unter dem Mikroskop befand sich auf einem Deckgläschen Sidotblende in Form feinster

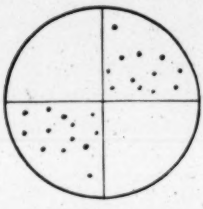


Fig. 1.

Stäubchen. Darunter war ein Hohlspiegel angebracht, der durch Versilbern einer Konkavlinse hergestellt war und dessen Apertur größer war als diejenige des Mikroskopobjektivs, so daß dieses das Strahlenbüschel begrenzte. Der Spiegel war so eingestellt, daß das Bild der Stäubchen unmittelbar neben diesen lag und der Anblick im Mikroskop derjenige von Fig. 2 wurde:

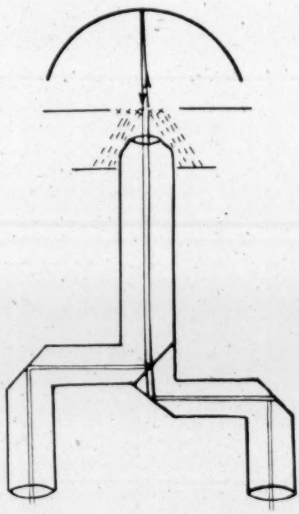


Fig. 2.

Polarsymmetrisch in bezug auf den Mittelpunkt des Gesichtsfelds sieht man von jedem Stäubchen sein Bild (die begrenzenden Geraden sind die Ränder des Deckgläschens). Bild und Gegenstand erschienen vollkommen identisch und waren nur durch Bewegen des Spiegels zu unterscheiden. Das die α-Strahlen aussendende Präparat befand sich auf einem um das Objektiv gelegten Blechring in Gestalt eines Niederschlags aus Thoriumemanation. Als Okular diente eine von Zeiß

1) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **45**, 1063, 1914.
2) J. v. Kries, Zeitschr. f. Sinnesphysiologie **41**, 373, 1907.

unter dem Namen „Bitumi" in den Handel gebrachte Einrichtung für binokulares Sehen, bei der mittels eines halbversilberten Spiegels der Strahlengang in 2 Teile für die beiden Augen gespalten wird. Die beiden Gesichtsfelder waren genau gleich hell. Durch Einsetzen von Blenden wurde das Gesichtsfeld auf einen kleinen Kreis um den Mittelpunkt reduziert, um solche Blitze auszuschließen, bei denen Bild und Gegenstand zu weit auseinanderlagen. Die Optik wurde dann so lichtschwach gewählt, daß die Szintillationen eben noch zu sehen waren.

Was ist nun nach der klassischen Theorie und den verschiedenen Modifikationen der Quantentheorie bei dieser Anordnung zu erwarten? Wir müssen 4 Fälle unterscheiden:

a) Klassische Theorie. Die in beiden Richtungen gestrahlten Energien sind gleich. Weist die Netzhaut keine lokalen Empfindlichkeitsschwankungen auf, so muß man stets 2 Blitze sehen.

b) Die Emission und Ausbreitung des Lichts erfolge wieder nach der klassischen Theorie, die Absorption im Auge aber quantenhaft, so daß die Zahl der den Lichteindruck hervorrufenden Elementarprozesse auch bei gleicher auffallender Intensität Schwankungen unterworfen ist. In diesem Fall werden auch bei gleicher Helligkeit von Bild und Gegenstand einseitige Blitze beobachtet. Dasselbe ist bei lokalen Empfindlichkeitsschwankungen im Auge der Fall. Es muß sich aber in diesem Fall ein charakteristischer Unterschied zwischen monokularer und binokularer Beobachtung ergeben, da die Gesichtseindrücke in beiden Augen für Bild und Gegenstand vollkommen unabhängige Ereignisse sind, und zur Wahrnehmung eines Blitzes ein Eindruck in einem Auge genügt. Nennen wir die Wahrscheinlichkeit für die Sichtbarkeit s, für die Unsichtbarkeit also $1 - s$, so ergibt eine kleine Wahrscheinlichkeitsrechnung für das Verhältnis der Zahl der einseitigen Blitze zu der der Doppelblitze bei monokularer Beobachtung:

$$q_{mon} = \frac{2s(1-s)}{s^2}, \qquad (1)$$

bei binokularer Beobachtung:

$$q_{bin} = \frac{2(1-s)^2}{s(2-s)}. \qquad (2)$$

c) Es habe bei der Emission eine einseitige Intensitätsverteilung stattgefunden, im übrigen erfolge aber die Ausbreitung nach der Wellenlehre. Sehen wir zunächst von Schwankungen im Auge ab, so sind die Eindrücke in beiden Augen identisch und es darf sich kein Unterschied zwischen monokularer und binokularer Beobachtung ergeben. Durch Schwankungen im Auge wird diese enge Koppelung der beiden Eindrücke zwar etwas gelockert, aber keineswegs vollkommen aufgehoben.

d) Extreme Quantentheorie. Das Licht pflanze sich in Form von Energiezentren — Quanten — fort. In diesem Fall kommt wie oben eine einseitige Intensitätsverteilung zustande, die Teilung am Spiegel ist aber so zu verstehen, daß für ein Quant die Wahrscheinlichkeit ins linke oder rechte Okular zu gelangen, gleich groß ist, so daß am Spiegel neue Schwankungen auftreten. Dadurch wird die Koppelung der beiden Augen noch weiter gelockert, aber nicht völlig aufgehoben, d. h. überwiegt infolge einseitiger Verteilung bei der Emission die Helligkeit des Bildstrahlenbüschels, so wird im allgemeinen die Verteilung am Spiegel so stattfinden, daß in beiden Okularen wieder das Bild heller ist. Trägt man in einem Koordinatensystem (Fig. 3) als

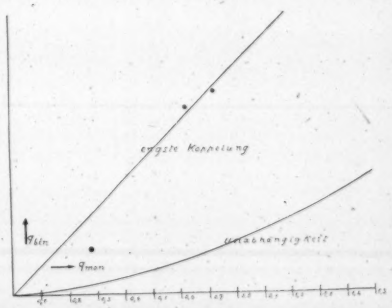


Fig. 3.

Abszisse das bei monokularer Beobachtung gefundene Verhältnis der Zahl einseitiger Blitze zu der der Doppelblitze, als Ordinate das unter sonst gleichen Bedingungen bei binokularer Beobachtung gefundene Verhältnis auf, so ergeben die beiden Extremfälle der Identität und der völligen Unabhängigkeit eine unter 45^0 geneigte Gerade und eine Kurve, die durch die Gleichungen (1) und (2) gegeben ist. Wie man sieht, müssen die Beobachtungspunkte in den Fällen c) und d) zwischen beide Grenzkurven fallen.

4. Durchführung der Versuche.

Zunächst wurde durch längeren Aufenthalt im Dunkeln die Empfindlichkeit des Auges aufs höchste gesteigert. Bei den Zählungen selbst wurde die Sidotblende mit einer regulierbaren roten Lampe ganz schwach beleuchtet. Um jede Ablenkung zu vermeiden, wurden die Beobachtungen nicht durch Tasten registriert, son-

dern einem Hilfsbeobachter zugerufen. Dieser eintönigen Aufschreibearbeit unterzogen sich in aufopferndster Weise die Herren Dr. v. Angerer, Dr. Kulenkampff und stud. phys. Müller. Die Beobachtungsreihen wurden binokular und monokular, sowohl mit dem rechten als mit dem linken Auge durchgeführt. Jede Reihe wurde mit Pausen auf 50 bis 100 Blitze gebracht, worauf die Ermüdung der Augen zur Einstellung zwang.

5. Ergebnisse.

Die anfangs unter Variation der Aperturblende nur monokular durchgeführten Zählungen ergaben einen erheblichen Anteil einseitiger Blitze, der mit Vergrößerung der Aperturblende rasch abnahm. Da wir aber mit der Möglichkeit von Schwankungen im Auge rechnen müssen, beweisen diese Vorversuche nur, daß es sich nicht um eine grobe Schattenwirkung handeln kann, da in diesem Fall die starke Abnahme mit zunehmender Lichtstärke kaum zu verstehen wäre. Auch zeigte sich kein wesentlicher Überschuß einseitiger Blitze im Objektraum. Für das Problem selbst kommen aber nur die Vergleiche zwischen monokularer und binokularer Beobachtung in Betracht. Die zusammengehörenden Beobachtungen sind in das Koppelungsdiagramm eingetragen. Wie man sieht, liegen die Punkte weit ab von der Unabhängigkeitskurve, sprechen also für die Realität einer einseitigen Verteilung. Ein keineswegs triviales Nebenergebnis ist ferner die Tatsache, daß die Abbildung einer derart schwachen, nur die Energie weniger Quanten enthaltenden Erscheinung ganz nach den Gesetzen der geometrischen Optik erfolgt.

6. Fehlerquellen.

Die Verwendung von Sidotblende-Stäubchen ist nicht unbedenklich. Es besteht immerhin die Möglichkeit, daß durch Reflexion im Innern der Substanz eine einseitige Intensitätsverteilung vorgetäuscht würde. Deshalb sind die bisher erzielten Ergebnisse nur unter Vorbehalt mitgeteilt. Ein viel geeigneteres Material würde ein Diamantdünnschliff darstellen. Ein derartiges, heute fast unersetzliches Objekt wurde mir auch in entgegenkommendster Weise von Herrn Prof. Dr. Regener zur Verfügung gestellt. Leider gelang es mir bisher nicht, eine dem Versuch entsprechende Optik zu finden, welche genügend lichtstark war, um die viel schwächeren Szintillationen des Diamanten zu beobachten. Es wird aber in dieser Richtung weiter gearbeitet.

7. Zusammenfassung.

A. Es wurde ein, allerdings mühsamer, Weg gezeigt, der eine einseitige Intensitätsverteilung beim elementaren Emissionsprozeß nachweisen läßt.

B. Die vorläufigen Resultate sprechen für das Vorhandensein einer solchen Einseitigkeit.

C. Auch eine nur aus wenigen Quanten bestehende Lichterscheinung bildet sich nach den Gesetzen der geometrischen Optik ab.

Außer den oben genannten Herren gebührt mein Dank Herrn Prof. Zenneck für Überlassung von Apparaten, Herrn Dr. v. Angerer für zahlreiche Ratschläge aus dem Schatz seiner reichen Erfahrungen physikalischer Technik und insbesondere der Firma Nikolaus Buchner in München, welche mir aus ihrem großen Lager jedes gewünschte Objektiv und Okular zur Verfügung stellte.

Diskussion.

Herr W. Wien: Der Herr Vortragende hat bemerkt, daß die Anwendung der Photozelle und der Verstärkerröhre neue störende Schwankungen mit sich bringt. Mir scheint es aber der Untersuchung wert zu sein, ob die Photozelle durch die Verstärkerröhre so empfindlich gemacht werden kann, daß die einzelnen Energieelemente beobachtbar werden. Dann würden die in entgegengesetzter Richtung gehenden Lichtstrahlen mit Hilfe der Photozelle nach der Wellentheorie immer gleichzeitig beobachtet werden müssen, wobei die Schwankungen der Lichtzelle möglicherweise unabhängig festgestellt werden können.

Herr Einstein: Die Stichhaltigkeit der statistischen Kriterien kann ich nicht so schnell beurteilen. Aber sicher kann ich vom theoretischen Standpunkt sagen, daß bei partieller Reflexion zufällige Verteilung ganzer Quanten über die beiden Wege erfolgen muß.

Herr Hopmann: Ist die beobachtete Einseitigkeit abhängig von der relativen Lage der 2 Beobachtungsfelder (primäres rechts, sekundäres links oder umgekehrt)?

Herr Joos: Zu der Bemerkung von Herrn Wien: Der Verwendung von Verstärkerröhren stehe ich nach allen bisherigen Erfahrungen skeptisch gegenüber, da bereits oberhalb der durch den Schroteffekt gegebenen Größe durch grob unregelmäßige Elektronenemission („Brodeln der Röhre") Schwankungen auftreten.

Zu der Frage von Herrn Hopmann: Ein Unterschied beim Vertauschen der Felder ergab sich nicht.

Zu einer Frage von Herrn Noddack: Da ich beim Beobachten mich bemühte, den Gesichtsfeldmittelpunkt zu fixieren, glaube ich, mit den Zäpfchen gesehen zu haben[1]).

1) Nachtrag bei der Drucklegung. Nach sorgfältiger Nachprüfung kann diese Bemerkung nicht aufrecht er-

Herr Hopmann: Bei astronomischen Beobachtungen schwächster Sterne arbeitet man fast stets mit Stäbchensehen, nicht mit zentralem.

Herr Born: Ich möchte darauf aufmerksam machen, daß die Existenz der Nadelstrahlung jetzt durch neue Versuche eines Amerikaners Roß über den Comptoneffekt so gut wie sicher gestellt scheint.

Herr Einstein: Comptons Versuch beweist noch mehr, als vorher schon theoretisch abgeleitet war, indem er zeigt, daß bei dem Elementarprozeß der Zerstreuung eines Quants nur ein einziges materielles Elementargebilde beteiligt ist.

Herr Emersleben: Bei der von Herrn Prof. Wien angeregten Anwendung der Verstärkerröhre dürfte eine Interferenzschaltung, die die Differenz der in den beiden einander entgegengesetzten Richtungen wirksamen Energien mißt, von Vorteil sein.

halten werden. Die hohe Empfindlichkeit, die ich tatsächlich erreichte, kommt für Zäpfchensehen nicht in Betracht. Tatsächlich fehlen ja auch im zentralen Teil des Auges die Stäbchen nicht ganz.

Osc. Knoblauch (München), Über die Erwärmung der Luft beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. Hausen.

Unter Thomson-Joule-Effekt soll kurz die Temperaturänderung verstanden werden, welche ein komprimiertes Gas beim Strömen durch eine Drosselstelle unter gleichzeitiger Drucksenkung erfährt. Diese Temperaturänderung ist im allgemeinen eine Abkühlung, welche in bekannter Weise bei der technischen Luftverflüssigung nach dem Lindeschen Prinzip zur Anwendung kommt. Eine Ausnahme bildete bisher nur der Wasserstoff, bei dem bei gewöhnlichen Versuchstemperaturen eine Erwärmung beobachtet würde.

Thermodynamisch läßt sich nun voraussagen, daß es für jedes Gas ein bestimmtes abgegrenztes Gebiet der Temperaturen und Drucke gibt, innerhalb dessen die Drucksenkung von einer Abkühlung begleitet ist, während außerhalb dieses Gebietes Erwärmung eintritt. Bei graphischer Darstellung in einem Koordinatensystem, dessen Abszissen die Drucke und dessen Ordinaten die Temperaturen bilden, wird dieses Gebiet von einer parabelähnlichen Kurve mit horizontal verlaufender Achse begrenzt; der Scheitelpunkt liegt nach der Seite der hohen Drucke. Innerhalb dieser Parabel liegen die Zustände der Abkühlung, außerhalb diejenigen der Erwärmung, während auf der Kurve selbst der Thomson-Joule-Effekt = 0 ist. Für alle Drucke, die kleiner sind als der dem Scheitelpunkt der Parabel entsprechende, gibt es also je 2 Temperaturen, für welche der Thomson-Joule-Effekt sein Vorzeichen umkehrt und die man daher als oberen und unteren „Inversionspunkt" bezeichnet. Für Wasserstoff ist es bereits gelungen, durch Beobachtung unter 0° auch Abkühlung festzustellen und dadurch den oberen Inversionspunkt zu bestimmen.

Es bot großes wissenschaftliches und technisches Interesse, auch für Luft die Umkehrpunkte aufzusuchen. Daher wurden die im Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München von E. Vogel (Forschungsarb. d. Ver. deutsch. Ing. Heft 108/9) begonnenen und Fr. Noell (ebenda Heft 184) fortgesetzten Thomson-Joule-Versuche für Luft von H. Hausen auf tiefe Temperaturen ausgedehnt. Nach Ausführung einiger Vorversuche wurden die endgültigen Beobachtungen im Versuchslaboratorium der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen in Höllriegelskreuth bei München unter Bereitstellung reicher finanzieller Mittel seitens dieser Firma angestellt.

Da bei Luft der obere Ast der Inversionskurve durch hohe Temperaturen hindurchgeht, sind die oberen Inversionspunkte aus Gründen der Festigkeit des Versuchsapparates der Beobachtung schwer zugänglich. Es wurden daher Punkte des unteren Astes bei sehr tiefen Temperaturen aufgesucht.

Der Drosselapparat bestand im wesentlichen aus einem zylindrischen Stahlmantel und dem in seiner Mitte befestigten Drosselpfropfen, der aus dichtem und mit Schellack getränktem Filz hergestellt war. Hier erlitt die Luft einen Druckabfall von 6 *at* (z. B. von 153 auf 147 *at*), der mit einem Quecksilbermanometer bestimmt wurde. Die durch die Drosselung hervorgerufene Temperaturänderung wurde durch 2 Widerstandsthermometer gemessen. Auf diese Weise war es möglich, den Wert des differentialen Thomson-Joule-Effektes $\frac{dp}{dt}$ zu messen, wenn mit p der Druck und mit t die Temperatur bezeichnet wird.

Der Drosselapparat wurde dadurch auf die gewünschte tiefe Temperatur gebracht, daß in einer ihn umgebenden Kupferspirale Luft hindurchströmte, die nach der bei der Lindeschen Luftverflüssigung angewandten Methode der Kälteerzeugung abgekühlt worden war.

Die ausführliche Mitteilung der noch nicht abgeschlossenen Versuche und deren theoretische Verarbeitung soll an anderer Stelle erfolgen. Als vorläufige Mitteilung sei nur erwähnt, daß sich die neuen Versuchswerte, die sich auf Drucke zwischen 75 und 150 *at* beziehen, bei tiefen

Temperaturen denen von Vogel und Noell bei höheren Temperaturen gut anschließen. Die Abkühlung nimmt für die einzelnen Drucke bei abnehmender Temperatur zunächst bis zu einem Maximum zu, um dann rasch abzufallen. Bei 125 und 150 *at* konnte bei ganz tiefen Temperaturen bereits eine Erwärmung festgestellt werden. Die Inversionstemperatur ergibt sich nach den bisherigen Versuchen bei 125 *at* zu etwa -140^0 und bei 150 *at* zu etwa -133^0 C.

H. Behnken (Charlottenburg), Die Vereinheitlichung der Röntgenstrahlendosismessung. (Auszug. Die ausführliche Veröffentlichung erfolgt in der Zeitschrift für technische Physik.)

Die älteren Methoden der Röntgenstrahlendosierung waren unzulänglich, da sie erfunden und angewendet wurden, ehe der Begriff der Röntgenstrahlendosis klar herausgebildet war. Christen definierte die Röntgendosis auf Grund der absorbierten Energie wie folgt: „Die physikalische Dosis (rohe Dosis) ist gleich derjenigen Röntgenenergiemenge, welche in einem Körperelement absorbiert wird, dividiert durch das Volumen dieses Elementes". Auf diese Definition eine absolute Messung der Röntgendosis zu gründen, verbietet sich wegen der zu geringen Energie, welche die absorbierte Strahlung gerade bei den harten in der Therapie verwendeten Strahlen besitzt, und zu deren Messung die thermischen Strahlungsmeßmethoden nicht empfindlich genug sind. Es ist deshalb vorzuziehen, daß man auf einen zuerst von Szilard gemachten und von Friedrich weiter verfolgten Vorschlag zur Definition der Dosiseinheit zurückgreift, bei welchem die Ionisierungsfähigkeit der Strahlen zugrundegelegt ist. Friedrich definiert „als Einheit der Dosis diejenige Strahlenmenge, die in 1 cm^3 Luft durch die Ionisation eine Elektrizitätsmenge von einer elektrostatischen Einheit bei Sättigungsstrom transportiert". Wie schon Holthusen zeigte, erfüllt jedoch die von Friedrich seinerzeit für die Messung gemäß obiger Definition konstruierte Normalkammer ihren Zweck nicht, da sie infolge zu kleiner Dimensionen die große Reichweite der durch die Röntgenstrahlen ausgelösten β-Strahlen nicht ausnutzt. Es wird nun eine neu konstruierte mit Druckluft zu füllende Kammer beschrieben, welche den genannten Fehler vermeidet, und daher zur Eichung von Dosismeßapparaten für den ärztlichen Gebrauch benutzt werden kann. Über die Ergebnisse einer solchen Eichung an dem Beispiel eines Siemens-Dosismessers wird berichtet. Die Reichsanstalt ist in der Lage, solche Eichungen auf Antrag auszuführen.

Diskussion.

Herr Fischer: Welche Röntgenstrahlenquelle wurde benutzt? Gasgefüllte oder gasfreie Röntgenröhren?

Herr Behnken: Gasfreie Röntgenröhren.

Herr Neubert: Spielen bei diesen Messungen nicht auch die Änderungen der Absorptionskoeffizienten mit den Wellenlängen eine Rolle und sind diese mit berücksichtigt und schon untersucht?

Herr Behnken: Da in dem hier in Frage kommenden Wellenlängenbereich sowohl die Luft als auch das Körpergewebe einen mit λ^3 proportionalen Absorptionskoeffizienten besitzen, so spielt die Änderung mit der Wellenlänge hier keine Rolle.

Herr Kulenkampff: Bei Röntgenstrahlen großer Härte, wie sie in der Therapie angewandt werden, ist die Zerstreuung von etwa gleicher Größe wie die Absorption. In der vom Vortragenden geschilderten Normalkammer werden diese gestreuten Strahlen in erheblicher Menge auf die Wandung treffen und müssen dort fälschende sekundäre Wirkungen auslösen. Sind diese bei den vorgetragenen Messungen berücksichtigt worden?

Herr Behnken: Der Einfluß der Wandwirkung infolge von gestreuter Strahlung wurde bestimmt, indem die aus Messing bestehende Kammer einmal mit Bleifolie und einmal mit graphitiertem Papier ausgefüttert wurde. Es ergab sich bei Bleiwandung eine Vergrößerung des Ionenstromes von etwa 7 Proz., bei Messing von etwa 3 Proz. gegenüber dem Papier. Hieraus läßt sich nach Ergebnissen von Berg und Ellinger erschließen, daß eine Fälschung des Resultates bei Papierauskleidung unter $^1/_2$ Proz. bleiben muß.

H. Franke (Hamburg), Über eine eigenartige Meßdifferenz bei der Prüfung von Röntgenschutzstoffen.

Seit einigen Jahren sind als Ersatz der bisher üblichen etwa 4 mm starken Bleiwände selbsttragende Schutzwände aus röntgensicheren Baustoffen (Patent: Kämpe-Lorey) in Aufnahme gekommen. Solche Wände bestehen aus Platten, deren Grundstoff Schwerspat bildet.

Während nun im Laboratorium der herstellenden Firma C. H. F. Müller je nach der wechselnden Zusammensetzung der Wände 4—6 mm Schutzwirkung für eine 6 cm dicke Wand, bezogen auf Blei, gemessen wurde, wurde

an anderen Untersuchungsstellen eine Bleiäquivalenz bis zu 11 mm und darüber hinaus festgestellt. Die Untersuchung der Platten bei C. H. F. Müller findet in der Weise statt, daß bei einer in der Tiefentherapie üblichen Strahlung von ungefähr 200 KV. Spitzenspannung eine 6 cm dicke Platte gleichzeitig mit einer Bleitreppe photographiert wird.

Eine Anfrage ergab, daß man an den anderen Untersuchungsstellen, da zunächst nur niedrige Spannungen zur Verfügung standen, die Platten bis auf 10 mm geschwächt habe und auf Grund der gefundenen Bleiäquivalenz einen Schutzwert von 11 mm für die 6 cm starke Platte errechnete.

Auf Grund dieser Mitteilungen wurde unter möglichster Ausschaltung aller durch Streustrahlung bedingten Fehlerquellen eine Untersuchungsreihe für Platten von 75 bis 600 mm Dicke aufgestellt. Es ergab sich hierbei eine prozentuale Schutzwirkung von 15 Proz. *Pb* für die 75 mm starke Platte und 7 Proz. *Pb* für die 60 mm Platte. Setzt man die Bleiäquivalenz als Ordinate und die zugehörige Plattenstärke als Abszisse ein, so ergibt sich eine zunächst steil abfallende Kurve, die erst bei 600 mm Schutzwandstärke in die Horizontale übergeht.

Die Größe des für den Vergleich herangezogenen Einstrahlungsfeldes der zu prüfenden Schutzwand hat auf das Meßresultat keinen Einfluß, auch konnte merklich wirksame seitliche Streustrahlung nicht beobachtet werden. Die Erklärung der Abnahme der relativen Schutzwirkung mit zunehmender Wandstärke ist deswegen mit den bisherigen mit Streustrahlung, z. B. am Wasserphantom, gemachten Erfahrungen nicht ohne weiteres möglich. Als praktisches Resultat ergibt sich die Forderung, bei der Einführung neuer Röntgenschutzmittel die Untersuchung unter genauer Einhaltung der Verhältnisse, unter welchen das Schutzmittel in der Praxis wirksam sein soll, vorzunehmen, da sich sonst folgenschwere Irrtümer ergeben, die sowohl auf einer zunächst nicht vermutbaren Zusatzstrahlung beruhen können wie auch auf der verschiedenen selektiven Absorption der aufeinander zu beziehenden Schutzstoffe.

G. Hoffmann (Königsberg i. Pr.), Über die Radioaktivität der Alkalien [1]).

Die Spaltung, die bei genügend feiner elektrometrischer Messung in einem durch schwache radioaktive Strahlungen bedingten Ionisationsstrom dadurch eintritt, daß die einzelnen α-Ionisationen sich als plötzliche Stöße aus der gleichförmigeren β-γ-Ionisation abtrennen, habe ich verwandt zur Untersuchung von sehr schwachen Radioaktivitäten. Frühere Arbeiten [1]) haben aus der Größenverteilung der α-Stöße die Frage, ob auch andere Elemente außer den bekannten Radioelementen Aktivität besitzen, einer Lösung näher zu führen gesucht, die vorliegende Untersuchung prüft mit dieser Methode die Aktivität von Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium. Die Trennungsmethode gibt gegen die üblichen Gesamtionisationsmessungen auch für β-γ-Strahlungen eine erhebliche Verfeinerung in der Messung schwächster Aktivitäten.

Die experimentelle Grundlage bildete ein photographisch registrierendes, hochempfindliches Vakuum-Elektrometer, verbunden mit einer möglichst nicht radioaktiven Ionisationskammer, die in einem mit $1^1/_2$ Atmosphären Kohlensäure gefülltem Metallzylinder zentral durch Drähte ausgeschnitten war. Die Wirkung der durchdringenden Strahlung auf die Ionisationskammer wurde durch einen 3 cm dicken Bleimantel auf 31 Proz. ihres Wertes reduziert [2]). Die zu untersuchenden Salze, in dünner Schicht auf eine lackierte Metallunterlage gepulvert, konnten entweder mit 250 qcm Oberfläche von der Wandung her aus 3 cm Abstand von der Kammer allein mit β-γ-Strahlung wirken (Methode I), oder mit 10 qcm Oberfläche unmittelbar an die Kammer herangebracht auch α-Strahlenemission anzeigen (Methode II). Diese Methode gestattete leicht den Nachweis von Bruchteilen eines Milligramms Rubidium. Die beigefügte Figur gibt ein Beispiel einer Registrierkurve.

Mit vier verschiedenen reinen Kaliumsalzen, die in dünnen Schichten von 1 bis 7 mg/qcm angewandt wurden, wurde nach Methode I die

1) Referat des Vortrages. Ausführliche Darstellung demnächst in der Zeitschrift für Physik.

1) G. Hoffmann, Elster- und Geitel-Festschrift, S. 435, 1915; Ann. d. Phys. **62**, 738, 1920; Zeitschr. f. Phys. **7**, 254, 1921.

2) Dieses Resultat steht nicht in Widerspruch zu den Messungen von Cooke (Phil. Mag. **6**, 265, 1903), der durch 3 cm Blei den Reststrom nur um 30 Proz. reduzieren konnte, weil er die α-Ionisationen im Gefäß nicht in Abzug bringen konnte.

Beziehung, daß die Strahlung dem nach der chemischen Formel sich berechnenden Kaliumgehalt proportional ist, sehr genau bestätigt gefunden.

Als obere Grenze der Wirkung einer eventuell vorhandenen *Na*-Strahlung ergab sich $^1/_{500}$ der *K* Strahlung nach Methode I (härtere Strahlung), $^1/_{50}$ nach Methode II (weiche Strahlung).

Ein Cäsiumchloridpräparat (Kahlbaum) zeigte zunächst eine dem Rubidium ähnliche Strahlung. Da aber das reine Cäsiummineral Pollux (durch freundliches Entgegenkommen von Herrn Prof. Hahn mir zur Verfügung gestellt) keine solche Strahlung zeigte, ist die von dem anderen Präparat angezeigte Strahlung auf Rubidiumverunreinigung (ber. 3 Proz.) zurückzuführen. (Rubidium-Spektralreaktion war vorhanden.)

Bei der Untersuchung auf α-Aktivität ergab sich, daß die frisch gepulverten Salze meist eine noch kleinere α-Aktivität zeigten als die Kontrollplatte aus frisch geschabtem Kupfer, die Wirkung war kleiner als 0,2 α-Teilchen pro qcm und Stunde, was einem Radiumgehalt von weniger als $2 \cdot 10^{-13} \frac{\text{g Ra}}{\text{g Salz}}$ entsprechen würde. Eine spezifische α-Aktivität der Alkalien ist also sicher sehr gering.

Das Verhältnis der Aktivitäten der untersuchten Alkalien ist in der folgenden Tabelle auf je 1 g Element bezogen, nach den beiden Methoden gemessen, zusammengestellt. Die erste Kolonne bei jeder Methode hat als Einheit der Intensität einen Ionisationsstrom, der einer Bewegung des Elektrometers auf der Skala von 1 mm/Min. $= \frac{19100 \text{ Elektronen}}{\text{Minute}} =$ $5{,}0 \cdot 10^{-17}$ Ampere entsprach; $^1/_{20}$ dieser Einheit war die Grenze der Meßgenauigkeit. Bei der zweiten Kolonne ist die Kaliumwirkung gleich 1 gesetzt.

Verhältnis der Intensitäten.

	Methode I		Methode II	
Natrium	$<0{,}01$	$<0{,}001$	$<0{,}5$	$<0{,}02$
Kalium	5,25	1	28,9	1
Rubidium . . .	23,2	4,4	218	7,6
Cäsium (?) . . .	0,9	0,17	5,7	0,2
Cäsium (Pollux) .			$<0{,}8$	$<0{,}03$
Uran	2640	503		

Volumen des Ionisationsraumes 250 ccm, Füllung Kohlensäure 1300 mm *Hg*. Konstanter Reststrom, der überall in Abzug zu bringen war, = 3,0 mm/Min. = 3,8 Ionen/ccm sec. Die gemessenen Aktivitätsverhältnisse sind in sehr guter Übereinstimmung mit den von Hahn[1]) angegebenen und vermuteten Werten.

Für die Durchführung der Untersuchung standen mir Mittel der Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung, der ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank sagen möchte.

Diskussion.

Herr Wien: Ich möchte fragen, wie groß die Ladungsempfindlichkeit des Instruments ist im Vergleich mit anderen Elektrometern, z. B. des Wulfschen Einfadenelektrometers?

Herr Hoffmann: Sehr bequem ist mit diesem Instrument die Empfindlichkeit, 1 Skalenteil = 1 Millivolt-cm = $1{,}11 \cdot 10^{-15}$ Coulomb = 7070 Elektronen, zu benutzen. Also etwa das zwanzigfache des genannten anderen Instrumentes. Es kommt aber hinzu, daß das Instrument isoliert, seine Einstellung auf einen Skalenteil genau stundenlang beibehält, ein Strom von einem Elektron in der Sekunde (10^{-19} Ampere) läßt sich also zu einem nachweisbaren Ausschlag summieren. Ohne Evakuierung haben so hohe Empfindlichkeiten keinen praktischen Nutzen.

1) Hahn u. Rothenbach, diese Ztschr. **20**, 194, 1919.

Josef Hopmann (Bonn), Die Deutung der Ergebnisse der amerikanischen Einsteinexpedition.

Vorbemerkung: Mein Vortrag auf dem 2. Deutschen Physikertag in Bonn konnte den Umständen nach nur das Wesentliche zu obigem Thema bringen. Nachstehend ist er entsprechend verschiedenen Nachfragen erweitert worden, wobei ich bestrebt war, die ganze Angelegenheit möglichst vollständig zu behandeln.

Einleitung.

Die mathematische, physikalische und logische Geschlossenheit der Einsteinschen Gravitationstheorie hat weite Kreise in ihren Bann gezogen. Doch sollte man dabei nie übersehen, daß bis heute ihre eindeutige experimentelle Bestätigung noch aussteht. Hinsichtlich der Anomalie in der Merkurperihelbewegung brauche ich nur auf H. Kienles[1]) ausgezeichnete Arbeit hinzuweisen, der an die bekannte Kritik Großmanns[2]) der Newcombschen Arbeit anknüpft. Betreff der Rotverschiebung fehlt bis heute ein Gegenstück zu ihm, und so kann nur auf die ausgedehnte Literatur zu diesem Gegen-

1) Die Naturwissenschaften 1922, S. 217, 246.
2) Astronom. Nachrichten 5115; Zeitschr. f. Phys. V, 280.

stande verwiesen werden. Am verläßlichsten erscheinen mir zurzeit die Arbeiten von Grebe und Bachem, die den Einsteineffekt im ganzen gefunden zu haben glauben. Den oft erhobenen Einwand, ihre instrumentellen Hilfsmittel seien zu klein gewesen, möchte ich im wesentlichen zurückweisen, denn die Rowlandschen großen Konkavgitter des Bonner physikalischen Instituts werden nur von wenigen anderen übertroffen. Anders dagegen steht es mit unseren Kenntnissen hinsichtlich des Verhaltens der von Grebe, St. John u. a. benutzten Linien unter den verschiedensten physikalischen Bedingungen. Dazu kommen noch die verwickelten Probleme der Sonnenphysik überhaupt. So kann denn diese Aufgabe erst in Jahren gelöst werden, nachdem die vielen Vorfragen geklärt sind, wie es im Einsteininstitut in Potsdam und seiner Art von Imitation in Pasadena geschehen soll. Der stellarstatistische Versuch Freundlichs u. a., aus den Radialgeschwindigkeiten der *B*-Sterne auf den Einsteineffekt zu schließen, ist in einer neueren Arbeit[1]) von ihm selbst als „unentschieden" bezeichnet. Da auch die definitive Lösung der Merkurperihelverschiebung erst in Jahren erfolgen kann — eine Neubearbeitung der Planetentheorie auf Grund der Beobachtungen der letzten 3 Jahrzehnte ist sicher erforderlich, vielleicht auch eine weitgehende Entwicklung einer relativistischen Himmelsmechanik — so erscheint die 3. Prüfungsmöglichkeit für die Einsteinsche Theorie als der beste und kürzeste Weg, nämlich die Messung der Lichtstrahlenkrümmung im Schwerefelde der Sonne. Daß auch hier bis heute eine Entscheidung nicht gefallen ist, — wetter für noch gegen die allgemeine Relativitätstheorie, weder durch die englische Expedition von 1919 noch durch die amerikanische von 1922 — das nachzuweisen ist der Zweck der vorliegenden Arbeit. Einige der vorzutragenden Gedanken sind schon in anderer Weise von Courvoisier[2]) und Bottlinger[3]) dargelegt worden. Ich hielt es aber doch für gut, all diese Dinge, die in astronomischen Kreisen genügend, weniger dagegen unter den Physikern bekannt sind, nochmals einheitlich zusammenzufassen und zu erweitern.

§ 1. Zunächst sei ein Bericht über die Sonnenfinsternisexpedition der Lick-Sternwarte gegeben, zumal das Original[4]) desselben nicht jedermann leicht zugänglich sein wird. Nach sorgfältigen Vorbereitungen — Wahl des Instrumententypus, Erprobung der Belichtungszeit usw. — fuhr Trümpler etwa $^1/_2$ Jahr vor der Finsternis nach Tahiti, das mit dem als Beobachtungsort der Finsternis gewählten Wallal in Nordwestaustralien in gleicher geographischer Breite liegt, so daß die Vergleichsaufnahmen des Sternfeldes im gleichen Stundenwinkel und gleicher Zenitdistanz erfolgen konnten, die die Sonne während der Totalität hatte. Das Instrument war ein photographischer Zwillingsrefraktor, der 2 Dublettobjektive von je 13 cm Öffnung und 5 m Brennweite hatte. Das Plattenformat war 42×42 cm bei 5 mm Dicke. Es war so möglich, ein beträchtliches Gesichtsfeld mit großer Genauigkeit aufzunehmen. Besonders ist die Wahl der Brennweite richtig, denn der maximal beobachtbare Einsteineffekt beträgt $1'' = {}^1/_{10}$ mm auf der Platte, so daß die von anderen Expeditionen gewählte Fokallänge von 2 m und dergl. viel zu klein ist, um genügend sichere Resultate zu gewinnen. Eine ausreichende Zahl Vergleichsplatten wurde in Tahiti gewonnen, darunter auch solche durch das Glas hindurch (s. u.). Für Kontrollzwecke wurde ferner ein Sternfeld in ca. 90° Abstand vom Finsternisfeld aufgenommen (s. § 7). Während der Finsternis gelangen dann Campbell und Trümpler mit jedem Instrument 2 Aufnahmen von je 2 Minuten Exposition. Ferner wurde das Prüffeld in den Nächten vor und nach der Finsternis auf denselben Platten ebenfalls aufgenommen. Zur Bearbeitung bzw. Ausmessung standen dann 4 Paar Platten zur Verfügung, mit je einer Finsternisaufnahme und einer (in Tahiti gemachten) des Sternfeldes. Jede Platte wurde nun mit einer bestimmten der Aufnahmen „durchs Glas" Schicht an Schicht zusammen in den Plattenmesser getan; nun wurden mikrometrisch in 2 rechtwinkligen Koordinaten die kleinen Differenzen zwischen den Sternbildchen der Finsternis- bzw. Vergleichsplatte und denen der Aufnahme „durchs Glas" gemessen. Diese Differenzen werden über das Feld weg sich von Stern zu Stern ändern und wie folgt zusammensetzen:

a) Unterschied im Nullpunkt beider Platten;
b) Orientierungsdifferenz, beides hängt ab von der Art des Einlegens der Platten in den Meßapparat;
c) Maßstabsdifferenz der Platten, im folgenden mit M.-D. abgekürzt bezeichnet;
d) normale Refraktionsunterschiede;
e) sekundäre Änderungen der Optik zwischen beiden Aufnahmen;
f) zufällige, nicht systematische Störungen (Meßunsicherheiten);

1) A. N. 5229 u. Naturwiss. 1923. S. 863.
2) A. N. 5056.
3) Die astronomischen Prüfungsmöglichkeiten der Relativitätstheorie, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, 17, 146, 1920.
4) Lick Observatory Bulletin 346: Observations of the deflection of light in passing through the sun's gravitational field.

g) Positionsänderungen der Sterne in der Nähe der Sonne (Einsteineffekt oder andere Ursachen).

Der Ort der Sonne während der Finsternis war überall in der Plattenmitte. Es läßt sich dann d) in dem Astronomen geläufiger Weise völlig sicher rechnerisch berücksichtigen; e) ergab sich bei den Lickaufnahmen als verschwindend (§ 7); a) und b) haben die Lickbeobachter durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate fortgeschafft, was gut, aber nicht unbedingt nötig war, ein Näherungsverfahren hätte vollauf genügt, wie hier nicht weiter erörtert sei; f) muß durch Mittelbildungen der Messungen auf mehreren Platten und an mehreren Sternen herabgedrückt werden. Nach Anbringen von a, b und d lassen sich dann die Unterschiede in den Abständen von

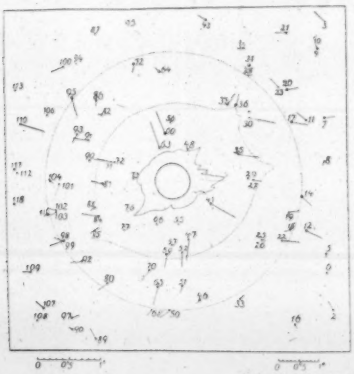


Fig. 1. Sternfeld der totalen Sonnenfinsternis vom 21. September 1922. Die gemessenen relativen Verschiebungen sind der Sicherheit der Messung entsprechend stark oder punktiert gezeichnet, zu unsicher gemessene Sterne sind ohne Pfeil einfach eingetragen. Dargestellt sind ferner: die Sonne, ihre innere und äußere Corona, sowie der Kreis von 2° Radius um die Sonne.

der Plattenmitte zwischen Finsternis- und Vergleichsaufnahme angeben, und zwar, da der Maßstab der Platten in guter Näherung bekannt ist, in Bogensekunden. Diese hängen dann nur noch von c und g ab. Nimmt man mit Campbell und Trümpler an, daß g für die Sterne außerhalb 2° Umkreis um die Sonne o sei, ermittelt so aus den Außensternen die M.-D., so erhält man für die Innensterne die Werte g. Vgl. die aus der Lickpublikation reproduzierte Fig. 1 und ihre Unterschrift. Bei ihr ist noch zu beachten:

1. Definitionsgemäß müssen die Pfeile für die Sterne außerhalb des 2°-Kreises im Durchschnitt nach allen Richtungen gleich oft und gleich stark zeigen.

2. Wäre die M.-D. anders definiert worden, z. B. durch die Sterne zwischen Außenkorona und dem 2°-Kreis, so würden die Pfeile außerhalb dieses nach innen zeigen, die zwischen 2°-Kreis und Außenkorona regellos gerichtet sein, und nur die inneren Sterne auswärts weisende Pfeile haben.

§ 2. Übersichtlicher stellen sich die gemessenen relativen Verschiebungen in der Fig. 2 dar, die mit einigen Zusätzen von mir ebenfalls dem Lick Obs. Bull. entnommen ist. Zunächst kennzeichnet die Breite der Streufigur die Unsicherheit und Schwierigkeit der Messungen. In später zu beschreibender Weise wurden die Einzelwerte zu Gruppenmitteln (s. Fig. 2) zu-

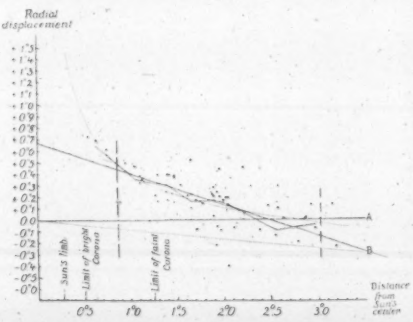


Fig. 2. Beobachtete radiale Verschiebungen als Funktion des Winkelabstandes von der Sonnenmitte. Die Größe der Punkte kennzeichnet ihre Sicherheit. Sehr unsichere Sterne sind fortgelassen. Die gebrochene Linie verbindet die Gruppenmittel (s. Text). Die Kurve entspricht dem theoretischen Verlauf des Einsteineffektes, und zwar absolut, wenn er von der Linie o,"o — *B* aus gemessen wird, während o,"o — *A* die Basislinie für die Ausgleichung der Lickbeobachtungen ist. Die Gerade o,"7 — *B* entspricht der vom Ref. vorgeschlagenen Ausgleichung, die 2 gestrichelten vertikalen Geraden geben die Grenzen des gesicherten Meßbereiches.

sammengefaßt, von denen allerdings das erste, der Sonne am nächsten liegende besonders unsicher ist, womit sich die eingetragenen Grenzen der gesicherten Werte ergeben. Eine Betrachtung der Figur zeigt ohne weiteres:

1. Ohne Kenntnis des Einsteineffektes würde man sicher die beobachteten Werte linear ausgleichen.

2. Innerhalb der Beobachtungsgrenzen unterscheidet sich die der Relativitätstheorie entsprechende Kurve kaum von einer durch die Streufigur passend hindurchgelegten Geraden.

Tabelle I.

**	p	d	r	E	v_E	C	v_C
8	1/2	0,64°	+0,″64	+0,70	−0,″06	+0,″51	+13
11	1	1,06	35	37	− 2	39	− 4
10	1	1,40	30	24	+ 6	30	0
8	1	1,66	16	17	− 1	23	−7
9	1	1,90	17	12	+ 5	17	0
8	1	2,00	15	9	+ 6	14	+1
11	1	2,22	8	6	+ 2	8	0
13	1	2,55	− 9	+ 1	− 10	0	−9
14	1	2,97	− 4	− 4	0	− 11	+7

3. Der der Relativitätstheorie entsprechende Wert 1,″75 für die Verdrängung am Sonnenrande ist eine sehr starke Extrapolation, die man unter ähnlichen Meßumständen sonst in der Physik und Astronomie wohl kaum statthaft finden würde. Über die physikalische Deutung der geradlinigen Interpolation wird in § 4 ausführlich zu sprechen sein.

§ 3. Wichtiger als die graphische Darstellung sind die ziffernmäßigen Ergebnisse der Messungen. Zur Ausgleichung haben Campbell und Trümpler ihren rund 80 gemessenen Sternen auf jedem Plattenpaar entsprechend der Meßbarkeit der Sternbildchen verschiedene Gewichte beigelegt. Die schwächsten Sterne sind ca. 11. Größe, eine erstaunliche Rekordleistung für Finsternisaufnahmen, die sonst bis 8. bis 9. Größe höchstens gingen. Ihre Messung war natürlich besonders unsicher. Die beobachteten Verschiebungen im Mittel aus allen vier Plattenpaaren sind in einer ausführlichen Tabelle mitgeteilt, aus der sich dann durch gruppenweises Zusammenziehen Tabelle I ergab.

Ihre Spalten geben nacheinander die Zahl der Sterne, das relative Gewicht des Mittels, den mittleren Abstand der Sterne von der Sonne und die gemessene relative Verschiebung; die späteren Spalten finden unten ihre Erklärung. Die Werte r kann ich nun, entsprechend dem oben Gesagten, auf zweierlei Art ausgleichen:

1. Ansatz entsprechend der Relativitätstheorie

$$r = \alpha \cdot d + \beta \cdot \frac{0{,}2661}{d} \qquad (E)$$

α Koeffzient der M.-D. zwischen mittlerer Finsternis- und mittlerer Vergleichsplatte in bezug auf alle Sterne, denn bisher ist ja nur eine M.-D. in bezug auf die Sterne außerhalb des 2°-Kreises ermittelt worden; β Koeffizient der Einsteinschen Ablenkung; 0,2661° Radius der Sonne in Graden während der Finsternis,

2. Der lineare Ausgleich

$$r = \alpha \cdot d + C, \qquad (C)$$

wo über die Natur von C unten zu sprechen ist.

Strenge Rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate führt auf nachstehende Formeln, die die Beobachtungen, wie die Spalten E und C bzw. v_E und v_C zeigen, völlig gleich gut darstellen.

$$E) \quad r = -0{,}″0673\,d + 1{,}″77 \cdot \frac{0{,}2661}{d}$$
$$\pm 139 \qquad \pm 0{,}15 \qquad \text{M.-F.}$$
$$\text{M.-F. d. Gew.-Einh. } \pm 0{,}″055,$$

$$C) \quad r = -0{,}″266\,d + 0{,}″676$$
$$\pm 33 \qquad \pm 68 \text{ M.-F.}$$
$$\text{M.-F. d. Gew.-Einh. } \pm 0{,}″063.$$

Auch die mittleren Fehler der Gewichtseinheit sind durchaus gleich, beide Ansätze leisten also dasselbe. Der erste gibt eine kleine M.-D. und innerhalb der Fehlergrenzen den von der Relativitätstheorie berechneten Betrag der Lichtablenkung, wie es auch schon von Campbell und Trümpler in dem bekannten Telegramm mit den vorläufigen Ergebnissen angekündigt war. Durch eine, nicht wesentliche, etwas andersartige Gruppierung des Materials erhielten die Lickbeobachter 1,″72 + 0,″15 M.-F. als definitiven Endwert, d. h. durchaus dasselbe.

Die zweite Lösung gibt in der Mitte der Sonne eine Lichtablenkung von 0,″68 (am Rande 0,″60); ob diese im ganzen Feld der Platten konstant ist oder allmählich abnimmt, oder womöglich zunimmt, können wir nicht sagen, da eine derartige Änderung sich im Koeffizienten α der relativen M.-D. versteckt. Wie eine unschwierige Überlegung zeigt, ändert sich der Wert C nicht, wenn etwa alle r statt auf die Sterne des 2°-Kreises auf einen anderen willkürlich festgelegten Maßstab bezogen werden. Der nächste Paragraph soll zeigen, daß eine derartige Lichtablenkung — gänzlich andersartig wie die der Relativitätstheorie — möglich, ja sehr wahrscheinlich ist (Courvoisiereffekt). Dann können aber die vorliegenden Ergebnisse der amerikanischen Sonnenfinsternisexpedition von 1922 uns nichts Entscheidendes über die Gravitationsverschiebung aussagen. Wie die Betrachtung

der Fig. 2 zeigt, kann man den E- und C-Effekt nicht trennen, wenigstens solange, wie es hier der Fall ist, die M.-D. zwischen Finsternis- und Vergleichsaufnahme nur relativ ermittelt werden kann.

§ 4. Bereits 1904 hatte L. Courvoisier[1]) in Berlin auf eine von ihm „jährliche oder kosmische Refraktion" genannte Erscheinung hingewiesen. Die Bearbeitung verschiedener besonders genauer Beobachtungsreihen zeigte nämlich, daß die Sternpositionen eine kleine Veränderung erleiden, so als wenn „das Licht der Himmelskörper beim Durchgang durch eine hypothetische, die Sonne bis auf große Entfernungen umgebende Atmosphäre von sehr geringer Dichte einer Brechung unterliegen würde". Jährlich ist diese Abdrängung der scheinbaren Richtung, in der wir die Sterne sehen, natürlich nur bei Fixsternen, deren Winkelabstand von der Sonne ja eine Jahresperiode hat. Verfolgen ließ sich die Erscheinung bis zu den Polsternen, deren mittlerer Abstand von der Sonne 90° ist. 1913 hat Courvoisier dann alles verfügbare Material einheitlich diskutiert[2]). Es handelte sich um rund 25 Beobachtungsreihen, die zum Teil ad hoc angestellt waren, zumeist aber sehr gute ältere, nicht für diesen Zweck bestimmte, was vielleicht besonders wertvoll und einwandfrei ist. 1919 konnten dann eine Reihe weiterer Messungen, meist besonders dafür beobachtet, von ihm diskutiert werden[3]). Wichtig waren vor allem dann noch Beobachtungen des Planeten Venus in oberer Konjunktion (wenn er von uns aus gesehen hinter der Sonne steht) ausgeführt durch Kopff, Prager, Struve und Courvoisier. Auch die älteren Beobachtungen enthielten mehrere derartige Reihen. In nachstehender Tabelle II habe ich alles vorliegende Material zusammengestellt. In der Entfernung d von der Sonne ist die Ablenkung r; dahinter steht der aus der inneren Genauigkeit der Reihe errechnete mittlere Fehler von r. In der durch die Klammern angezeigten Weise habe ich die Einzelwerte in Tabelle III zusammengezogen. p ist hier das Gewicht von r unter kritischer Abschätzung der zugehörigen Einzelwerte. $P = 1$ entspricht

$\pm 0,''05$ M.-F., $p = 1/2 \sim 0,''07$, $p = 1/4 \sim 0,''10$,

wobei diese Werte absichtlich reichlich hoch geschätzt sind. Fig. 3 gibt in leicht verständlicher Art eine graphische Darstellung dieser Zahlen.

1) A. N. 3990.
2) Beob.-Ergebnisse der Berliner Sternwarte, Nr. 15.
3) A. N. 5014.

Tabelle II.

d	r	M.-F.
90,0°	+ 0,"07	± 0,03 δ
90,0	11	01 δ
90,0	08	02 α
76,0	09	03 δ
60,0	09	19 δ
60,0	14	03 δ
50,0	24	05 δ
31,0	14	11 δ
31,0	28	04 α
30,0	28	23 δ
24,0	26	14 δ
23,0	28	08 δ
20,0	32	08 δ
16,0	27	07 δ
7,0	36	12 δ
6,2	44	07 α
6,0	40	14 α
5,0	55	12 α
3,9	100	45 δ
3,6	86	60 δ
3,0	45	29 α
2,6	57	22 α

Tabelle III.

d	r	P
90,0°	+ 0,"100	1
76,0	090	1
60,0	132	1
50,0	240	1
31,0	264	1
23,2	275	1
20,0	320	1/2
16,0	270	1/2
6,4	420	1
5,4	490	1/2
3,0	620	1/4

Schon 1913 hatte mit gutem Erfolg Courvoisier die beobachteten Werte durch die Formel

$$r = 0,''55\,(1 - \sqrt{\sin d/2})$$

darzustellen versucht. Auch die neueren Beobachtungen bestätigten sie (s. Fig. 3, glatte Kurve). Eine Ausnahme bilden nur die der Venus in oberer Konjunktion, die sehr dicht an die Sonne heranführten, und eine stärkere Ablenkung ergaben, als der Interpolationsformel entspricht. Mangels eines anderen derartigen Ausdrucks habe ich diese Beobachtungen graphisch angeschlossen (Fig. 3, gestrichelte Kurve), und da ist bemerkenswert: Die Ergebnisse der amerikanischen Expedition, linear interpoliert, — nach Lage der Dinge zunächst doch das Richtigste — geben nach Richtung und Größe völlig den zu erwartenden Courvoisiereffekt (× in der Figur). Oder schroffer gesagt: Ohne die Kenntnis des Einsteineffektes würden wir die amerikanischen Aufnahmen als die beste Bestätigung der „jährlichen Refraktion" am Sonnenrande auffassen

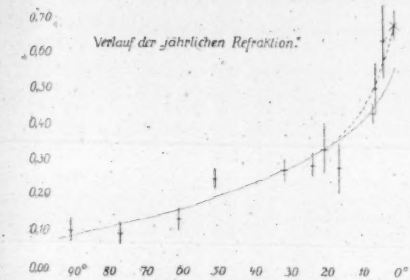


Fig. 3. Verlauf der jährlichen Refraktion. Abszissen-Abstand von der Sonne in Geraden; Ordinaten-Lichtablenkung in Bogensekunden. Die Kreuze geben die Werte der Tabelle III, ihre Länge entspricht dem M.-F. Über die interpolierenden Kurven vgl. den Text.

müssen. Sie würden also gerade das bieten, was von Courvoisier schon 1914 gewünscht wurde. Jedenfalls hat keines beider Probleme bis heute eine irgendwie gesicherte Lösung erfahren.

§ 5. Diesen allgemeinen Darlegungen sei noch eine Reihe einzelner Bemerkungen hinzugefügt.

1. Courvoisier- wie Einsteineffekt verlaufen nach allen Richtungen von der Sonne aus gleich. Für jenen zeigen es die Buchstaben α und δ in Tabelle II (Rektaszensions- und Deklinationsmessungen), für beide dann weiter die amerikanischen Messungen, die, mit dem Ansatz nach Einstein, der lineare hätte natürlich Analoges ergeben, folgende Verdrängungen am Sonnenrande in den verschiedenen Quadranten zeigen (Tabelle IV).

Tabelle IV.

Quadrant	**	Einsteinkoeff.
Dem Sonnenäquator voran . .	24	1,"61 ± 0,"42
„ „ folgend .	29	1,68 38
Am Nordpol der Sonne	18	1,76 39
„ Südpol der Sonne	21	1,73 36
Mittel der Aquatorquadranten .	53	1,63 ± 0,22
„ „ Polarquadranten . .	39	1,76 27

Dies spricht gegen die Ansicht, die jährliche Refraktion entstehe in einer die Sonne umgebenden ellipsoidischen Atmosphäre.

2. Der Courvoisiereffekt ist bis in den Bereich der amerikanischen Platten hinein durch Beobachtungen gesichert (ca. 0,"5) gerade in den Bereich, wo die Verdrängung nahezu 0 angenommen worden ist. Dem hätte von vornherein Rechnung getragen werden müssen.

3. Sollte der Courvoisiereffekt wirklich eine Refraktion um die Sonne sein, so müßte er nach einem Maximum in Sonnennähe auf 0 in ihrem Mittelpunkte abfallen, wogegen die obige lineare Ausgleichung spricht. Würde dieses Maximum in 3—5° Abstand liegen, so würde der Abfall eine scheinbare M.-D. hervorrufen, und es wäre weiter dann der Einsteinsche Ansatz in etwa berechtigt.

4. Für die Zirkumsolarität des Courvoisiereffektes sprechen die Beobachtungen der Venus in unterer Konjunktion (Planet zwischen Sonne und Erde). Hier läßt sich keine kosmische Refraktion nachweisen. Immerhin sind sie wegen Gefahr systematischer Fehler ganz besonders unsicher. Ist Venus nämlich in oberer Konjunktion, so erscheint sie als recht kleine runde Scheibe, die sich ziemlich gut einwandfrei beobachten läßt. Anders ist bei der unteren Konjunktion der Planet eine große sehr schmale Sichel, von Tag zu Tag sich ändernd, auf deren Rand eingestellt werden muß, wodurch bei der Reduktion der Beobachtungen die Unsicherheiten in dem Durchmesser des Planeten, die Irradiation und andere psychophysiologische Fehlerquellen eine sehr merkliche Rolle spielen, ja den Courvoisiereffekt völlig verdecken können[1]).

5. Es gibt eine Reihe sehr schwerwiegender Einwände gegen eine im Bereiche der Sonne entstehende Refraktion (ich folge hier den Entwicklungen von Freundlich[2])). Zunächst kann man aus obigen Werten bzw. Courvoisiers Interpolationsformel einen Minimalwert für die Dichte eines gasartigen, nach der Sonne hin exponential dichter werdenden Mediums berechnen. In der Entfernung gleich der der Erde von der Sonne ergibt sie sich zu 10^{-4} der normalen Luftdichte. Dieses Medium würde dem Lauf der Erde in ihrer Bahn einen derartigen Widerstand entgegensetzen, daß die Jahreslänge in 100 Jahren um $3^1/_4$ Tag abnehmen müßte. Die Masse würde ein Mehrfaches der Sonne werden, und schließlich würde ein derartiges Gas alles von außen kommende Sternlicht völlig absorbieren. Vielleicht ließe sich unter allerdings sehr spekulativen anderweitigen Annahmen über die physikalische Natur des Mediums eine solche zirkumsolare Refraktion erklären (Harzer[3])). Ich kann im Augenblick nicht übersehen, ob z. B. Lenards Theorie betreffs verschiedener Äther, Uräther[4]) usw. — die ich persönlich nicht teilen kann — dies leisten würde.

6. Ich selbst neige der Ansicht zu, den

1) Courvoisier, A. N. 4979; Struve, A. N. 5158.
2) Beob. Ergebnisse der Berliner Sternwarte, Nr. 15. Anhang.
3) A. N. 4025.
4) Über Äther und Uräther. Leipzig 1922.

Courvoisiereffekt rein terrestrisch zu erklären. Durch Varnum[1]) ist neuerdings nachgewiesen worden, daß der Nullpunkt der atmosphärischen Refraktion, das Refraktionszenit, nicht immer mit dem geographischen Zenit zusammenfällt, sondern je nach der Wetterlage systematisch verschoben ist bzw. infolge der Einseitigkeit der Sonnenstrahlung im Laufe des Tages etwas wandert. Dadurch werden aber, wie die Beobachtungen beweisen, die Positionen der Sterne in beiden Koordinaten etwas verfälscht. So erklärt sich z. B. auch der Tuckereffekt (ein Fehler in der Zeitbestimmung, je nachdem ob zu Beginn oder zu Ende der Nacht beobachtet wird), der von gleicher Größenordnung wie der Courvoisiereffekt ist. Hier ist noch eine eingehende Untersuchung, ob nämlich der beobachtete Courvoisiereffekt sich so nach Größe und Richtung ergibt, erforderlich. Mehr und mehr hat man in den letzten Jahrzehnten die Bedeutung der Refraktionsanomalien für die astronomischen Präzisionsortsbestimmungen erkannt — Saalrefraktion, Festlegung der fundamentalen Deklinationen, Kimuraglied der Polhöhenschwankungen usw., — so daß jeder, der sich wie der Verf. mit solchen Messungen abgeben hat, zunächst auch für die Erklärung der „kosmischen" Refraktion an derartige terrestrische Erscheinungen denkt. Die Venusbeobachtungen in unterer Konjunktion sind vorab viel zu unsicher, als daß sie schwer dagegen sprechen könnten. Im übrigen müßte meines Erachtens dann der Courvoisiereffekt an der Sonne ein Maximum haben, die lineare Ausgleichung der amerikanischen Platten das Richtige sein.

§ 6. Haben schon, wie oben dargelegt, die mit Spezialinstrumenten aufgenommenen amerikanischen Platten über den Einsteineffekt um die Sonne mit 80 Sternen keine Entscheidung bringen können, so ist das Gleiche von den gutteils ja unter verschiedenen ungünstigen Umständen erhaltenen Platten der Finsternis vom Mai 1919 von vornherein zu erwarten; sie enthielten im besten Falle (4-Zölleraufnahmen in Sobral) nur 7 Sterne[2]). Zwar hat schon Courvoisier[3]) durch einen etwas andersartigen Ansatz nachgewiesen, daß sich jährliche Refraktion und Gravitationseffekt auch hier nicht trennen lassen, daß das Ergebnis also unentschieden ist, doch glaube ich, ist nachstehende Zusammenstellung (Tabelle V) nicht überflüssig, in der die im angeführten Falle gemessenen Verschiebungen mit dem Ansatz nach Einstein und Courvoisier genau wie oben ausgeglichen sind.

Tabelle V.

d'	r	E	v_E	C	v_C	Theorie
0,53	1,"02	1,"02	0	0,"96	+ 0,"06	0,"88
0,55	0,97	0,99	+ 0,02	95	+ 2	85
0,62	84	86	— 2	89	— 5	75
0,85	54	60	— 6	69	— 15	53
1,12	56	41	+ 15	47	+ 9	40
1,34	32	32	0	28	+ 4	33
1,39	20	30	— 10	24	— 4	32

$$E = -0,"137\,d' + 2,"16\,\frac{0,2661}{d'}$$
$$+ 86 \quad + 0,14 \quad \text{M.-F.}$$
M.-F. d. Gew.-Einh. $\pm$ 0,"086.

$$C = -1,"405\,d' + 1,"41$$
$$+ 0,167 \quad + 0,097 \quad \text{M.-F.}$$
M.-F. d. Gew.-Einh. $\pm$ 0,090.

Beide Effekte ergeben sich bedeutend größer als bei den amerikanischen Aufnahmen, doch in Anbetracht aller Umstände (s. a. § 7) in genügender Übereinstimmung mit jenen, die beigeschriebenen mittleren Fehler bedeuten ja — was nie übersehen werden sollte — doch besonders hier nur ein Maß für die innere Übereinstimmung, nicht für die tatsächliche Sicherheit der Messungen und ihre Freiheit von allerlei systematischen Fehlern. Auch die mittleren Fehler der Gewichtseinheit sind in beiden Ansätzen dieselben, so wie es oben der Fall war. Dem eingangs dieses Paragraphen Gesagten ist also nichts weiter hinzuzufügen.

§ 7. Der Vollständigkeit halber schließlich noch einige Ausführungen über die Ausmessungen der Prüffeldaufnahmen der Amerikaner. Sie sollten den Zustand des Instruments in Tahiti mit dem in Wallal vergleichen. Die Bearbeitung erfolgte in der gleichen Weise wie die der Finsternisplatten. In Tabelle VI sind die

Tabelle VI.

**	d'	r (Campbell)	r (Trümpler)
7	0,76°	— 0,"16	— 0,' 05
6	1,24	— 15	— 9
6	1,79	— 10	— 2
6	2,17	— 1	+ 1
6	2,72	+ 16	+ 4
6	3,08	+ 2	+ 1

Ergebnisse getrennt nach den Messungen von Campbell und Trümpler aufgeführt. Wir sehen zweierlei:

1. Unterschiede zwischen beiden Beobachtern, die fast von der Größenordnung des Einstein- oder Courvoisiereffektes wenigstens in den Außenpartien der Platten sind, also ein Zeichen der meßtechnischen Schwierigkeit des Problems.

1) Differential Refraction in positional Astronomy. Dudley-Obs. Albany. 1923.
2) Memoirs of the Royal Astron. Soc. Volumen 62, Appendix.
3) A. N. 5056.

Tabelle VII.

	t	d	r'	E'	$v_{E'}$	C'	$v_{C'}$
8	1/2	0,64°	+ 0,"69	0,"85	— 0,"16	+ 0,"63	+ 0,"06
11	1	1,06	46	45	+ 1	48	— 2
10	1	1,40	39	29	+ 10	37	+ 2
8	1	1,66	22	20	+ 2	28	— 6
9	1	1,90	21	14	+ 7	20	+ 1
8	1	2,09	17	11	+ 6	17	0
11	1	2,22	+ 08	7	+ 1	09	— 1
13	1	2,55	— 14	0	— 4	— 2	— 12
14	1	2,97	— 8	— 6	— 8	+ 16	+ 8

$$E = -0,''0856 \cdot d + 2,14 \cdot \frac{0,2661}{d} \qquad \text{M.-F. d. Gew.-Einh. } \pm 0,''079,$$
$$\pm 166 \quad \pm 0,18 \qquad \text{M.-F.}$$

$$C = -0,''3398 \cdot d + 0,''844 \qquad \text{M.-F. d. Gew.-Einh. } \pm 0,''062.$$
$$\pm 0,033 \quad \pm 0,067 \quad \text{M.-F.}$$

2. Es scheinen zum Teil aber diese Reste, die ja eigentlich immer 0 sein sollten, reell zu sein. Die Frage nach ihrer Entstehung will ich mit den amerikanischen Autoren offen lassen. Da das Prüffeld mit auf die Finsternis- und Vergleichsplatten aufgenommen ist, ist es vielleicht berechtigt, diese radialen Gesichtsfeldverzerrungen an die Werte der Tabelle I anzubringen (die entsprechenden Werte sind in Fig. 2 als allerdings schlecht geratene * eingetragen). Die Ausgleichung nach Courvoisier und Einstein liefert dann die Tabelle VII, d. h. der Einsteineffekt ergibt sich merklich zu groß, auch Courvoisier wird größer als bei der ersten Bearbeitung. Dann aber vergrößert sich nur im ersten Falle der mittlere Fehler der Gewichtseinheit ganz erheblich. Die Fehlerquadratsumme geht hier von 214 auf 434, fast das Doppelte; d. h. sind die Gesichtsfeldkorrekturen zu Recht angebracht, so ist mit Courvoisier sogar eine bessere Darstellung der Messungen möglich, als mit Einstein. Doch sei dem nicht allzuviel Gewicht beigelegt. Die Verf. selbst halten all dies für eine Überlagerung beider Effekte, etwa in dem in § 5, Abschnitt 3 angedeuteten Sinne. Nach ihren eigenen Worten ist es aber vorab nicht möglich, das Problem weiter zu verfolgen. Sie erhoffen sich weiteres Material dafür von den Aufnahmen mit einer $1^1/_2$ m-Doppelkamera, die ebenso wie die oben besprochenen die weitere Umgebung der verfinsterten Sonne darstellen. Ich habe starke Bedenken, ob damit viel gewonnen wird. Denn bei so kurzer Brennweite ist 0,2", und auf diese Größen kommt es unbedingt an (s. o. Tab. VI), nur 0,6 μ arg wenig; oder anders ausgedrückt, bei der 5 m-Kamera waren die 0,1" kaum gesichert, wird das bei einem über dreimal kleineren Instrument der Fall sein?

§ 8. Es mögen noch einige Vorschläge folgen, wie etwa eine Lösung der Frage zu erreichen wäre. Vor allem muß der Courvoisiereffekt aufgeklärt werden, einmal theoretisch (§ 5), dann vor allem durch weitere Beobachtungen der Venus in nächster Sonnennähe — andere Gestirne kommen, da zu lichtschwach, kaum in Frage —, in beiden Konjunktionen, durch verschiedene Beobachter, möglichst unter verschiedenem Klima (die meisten Beobachtungen dieser Art waren bisher in Deutschland angestellt worden). Noch näher an die Sonne heran können Courvoisier- und Einsteineffekt nur durch Finsternisaufnahmen studiert werden. Gelingt es, die M.-D. absolut zu bestimmen, dann dürfte eine Trennung beider Erscheinungen bei ihrem ganz verschiedenartigen Verlauf möglich sein. Auf verschiedene Weise könnte dies erreicht werden:

1. Wenn die Schwankungen der Lufttemperatur zwischen Tag und Nacht gering sind, durch Aufnahme eines Prüfsternfeldes, ähnlich wie die Amerikaner es getan (Plan der deutsch-holländischen Expedition 1922)[1]);

2. Kontrolle durch einen Quarzstab (Freundlich, bei der durch Kriegsausbruch vereitelten Expedition von 1914);

3. Aufnahmen eines Vergleichsfeldes in ca. 15° Abstand von der Sonne während der Totalität mit dem gleichen Instrument, das die Sonne aufzunehmen hat (Plan der Greenwicher Expedition 1922);

4. Dasselbe, Aufnahmen aber mit 2 Instrumenten, die in Optik, Montage usw. durchaus gleichartig sind. Beide Instrumente sind durch Aufnahme eines weiteren Sternfeldes in den Nächten vor und nach der Finsternis und mittels eines Kollimators aufeinander zu beziehen (s. u.) (Deutsche Expedition 1923).

5. Benutzung eines Kollimatorfernrohrs. Eine im Fokus dieses befindliche Gitterplatte wird

1) Dieses und das folgende kenne ich infolge meiner Teilnahme an der Expedition 1922.

in geeigneter Weise auf die Sternplatte projiziert. Nachtaufnahmen eines Vergleichsfeldes vor und nach der Finsternis liefern so den Maßstab des Gitters, der vom thermisch völlig geschützten Kollimator „konserviert" und kurz vor und nach der Totalität auf die Finsternisplatten projiziert wird (deutsche Expeditionen 1922 und 1923 nach Vorschlägen Freundlichs).

Richtigerweise sind die Versuche unter 4) und 5) zur Gewinnung eines möglichst großen Maßstabes mit Instrumenten von 9 m Brennweite erfolgt.

Weiter ist es zur Verfolgung und Trennung beider Effekte und um weitreichenden Anschluß an die Venusbeobachtungen zu bekommen, dringend erforderlich, ein noch größeres Feld um die Sonne aufzunehmen, als es im Lick Obs. Bull. geschehen ist. Kurzbrennwertige Kameras sind für die Feinheit dieser Aufgabe wohl zu klein. Auch hier waren die deutschen Expeditionen gut ausgerüstet: ein 3,4 m-Refraktor gab bei genügend großem Maßstab etwa das $1^1/_2$ fache Gesichtsfeld der Fig. 1 dieser Arbeit. Da die deutsche Expedition 1923 bei derartigen Vorkehrungen gutes Wetter gehabt hat, wird sie hoffentlich entscheidende Ergebnisse zu beiden Effekten bringen.

Zusammenfassung.

In folgenden Sätzen möchte ich den Inhalt dieses Aufsatzes kurz ausdrücken: Da die Merkurbewegung und Rotverschiebung sobald noch keine Entscheidung betreffs der allgemeinen Relativitätstheorie gestatten werden, ist die Messung der Ablenkung des Sternlichtes nahe der verfinsterten Sonne hierfür vorab die aussichtsreichste Prüfung. Die Kritik der beobachtungswie meßtechnisch gleich ausgezeichneten Arbeit der Lick-Sternwarte zeigt:

1. Die Ergebnisse einer starken Streufigur lassen sich als Bestätigung der Relativitätstheorie deuten, immerhin nur mit einer starken Extrapolation.

2. Mit mindestens gleicher Berechtigung können die Beobachtungen linear ausgeglichen werden. Sie liefern dann eine sehr schöne Bestätigung der jährlichen Refraktion Courvoisiers.

3. Diese ist eine durch zahlreiche Beobachtungen gesicherte Verschiebung der Sternörter. Eine befriedigende Theorie hierfür existiert nicht. Aus verschiedenen Gründen glaubt Verf., daß es sich um eine terrestrische Refraktionsanomalie handelt, da die Annahme eines zirkumsolaren Gases zu Widersprüchen mit anderen Tatsachen führt.

4. Die amerikanischen wie die englischen Platten von 1919 lassen eine Trennung beider Effekte nicht zu, vor allem, da aus ihnen die Maßstabsdifferenz der Finsternis- und Vergleichsaufnahmen sich nur relativ ermitteln läßt.

5. Damit ist die Frage der Prüfung der Relativitätstheorie durch die Lick-aufnahmen mit **unentschieden** zu beantworten.

6. Eine Lösung des Einstein- und Courvoisierproblems ist nur zu erwarten bei absoluter Maßstabsbestimmung der Platten und Studium beider Effekte nahe und weit außerhalb der Sonne, wie es z. B. die deutschen Expeditionen 1922 und 1923 vorhatten.

Diskussion.

Herr Einstein: Eine Entscheidung zwischen Courvoisiers kosmischer Refraktion und Relativitätseffekt ist aus Campbells Messungen tatsächlich noch nicht möglich.

Herr Sommerfeld: Die frühere Sonnenfinsternis sollte entscheiden zwischen Einsteineffekt und halbem Einsteineffekt. Diese Entscheidung ist durch die neue Expedition gesichert zugunsten des vollen Einsteineffektes. Wir lernen aber von dem Herrn Vortragenden, daß die Entscheidung zwischen dem Einstein- und Courvoisiereffekt heute noch nicht sicher ist.

Herr Lanczos: Über den funktionalen Verlauf der Ablenkung kann naturgemäß bei der Schwierigkeit der Beobachtung nichts ausgesagt werden. Es fragt sich nur, ob aus der absoluten Größe der Ablenkung dieselbe Konstante herauskommt, die sich nach der Relativitätstheorie allein aus der Masse der Sonne und universellen Konstanten berechnen läßt. Ist das der Fall, so müßte eine andersartige Verursachung als kolossaler Zufall betrachtet werden.

Herr Hopmann: Courvoisier- wie Einsteineffekt werden beide ziffernmäßig gleich gut bestätigt.

Herr Angenheister: Ich möchte fragen, ob die Sternverdrängung in der eben projizierten amerikanischen Ausmessung nach allen Sonnenbreiten hin gleich stark auftritt. Man könnte vermuten, daß der Courvoisiereffekt, — falls er in der Sonnenatmosphäre entsteht —, von der Sonnenbreite abhängig ist, vielleicht in ähnlicher Verteilung wie die äußere Corona. Dann ließen sich die Anteile des Einsteineffektes und des Courvoisiereffektes vielleicht voneinander trennen.

Zusatz während der Redaktion: Ein allerdings sehr geringer Unterschied zwischen der beobachteten Sternverdrängung am Sonnenäquator und der an den Sonnenpolen scheint nach den Beobachtungen möglich zu sein. Der

Unterschied zwischen Äquator und Pol beträgt $-0,''13$, der wahrscheinliche Fehler $\pm 0,''15$ und $+0,''18$ (siehe Lick Observatory Bulletin 346 und Tabelle IV oben).

Ist dieser Unterschied reell, so muß ein Teil der beobachteten Sternverdrängung dem Courvoisiereffekt zuzuschreiben und dieser Teil des Courvoisiereffektes zirkumsolaren Ursprungs sein.

Richard Becker (Berlin), Zur Thermodynamik der Ionisierung einatomiger Gase[1]).

Erhitzt man ein Gas auf hinreichend hohe Temperatur, so befinden sich seine Atome in den verschiedensten Anregungszuständen, während ein Teil der Atome durch völlige Abtrennung eines Elektrons ionisiert ist. Die Betrachtung soll beschränkt werden auf Anregung und Abtrennung nur eines Elektrons, also Vorgänge, welche bei H-Atomen streng und bei den Dämpfen der Alkalien näherungsweise realisiert sind. Hinsichtlich der Konzentration der verschiedenen Anregungsstufen und der freien Elektronen führt die Statistik zu folgendem Resultat: Ist in einer bestimmten durch den Index σ gekennzeichneten Anregungsstufe Q_σ die Ionisierungsarbeit, C_σ die Konzentration der Atome dieser Stufe und C_ϵ diejenige der freien Elektronen, so ist

$$\frac{C_\epsilon^2}{C_\sigma} = e^{-\frac{Q_\sigma}{kT}} \cdot (kT)^{3/2} \cdot \frac{(2\pi\mu)^{3/2}}{p_\sigma h^3} \qquad (1)$$

(μ = Elektronenmasse; p_σ = statistisches Gewicht.) Im thermischen Gleichgewicht muß die sekundliche Anzahl derjenigen Ionisierungsvorgänge, bei welchen das von einem σ-Atom abgetrennte Elektron nachher eine zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ liegende kinetische Energie besitzt, gleich sein der Anzahl der (umgekehrt verlaufenden) Bindungsprozesse.

Der Gleichung (1) liegt streng genommen die Annahme zugrunde, daß die Kerne bzw. Ionen unendlich schwer sind im Vergleich zu den Elektronen. Führt man diese Idealisierung auch in die kinetische Betrachtung ein, so kann die zur Ionisierung erforderliche Energie nur geliefert werden entweder von der Hohlstrahlung durch Absorption eines Quantums $h\nu = Q_\sigma + \varepsilon$ oder von einem freien Elektron durch Stoßionisierung. Dementsprechend kann die bei der Bindung freiwerdende Energie entweder ausgestrahlt oder an ein anderes Elektron übertragen werden. Das Gleichgewicht der Strahlung verlangt nun Gleichheit der mit Strahlungs-Absorption und -Emission verbundenen Prozesse allein. Macht man nun hinsichtlich der Wahrscheinlichkeit der in Frage kommenden Elementarprozesse einige naheliegende Annahmen, welche völlig parallel gehen mit denen, die Einstein bei seiner Ableitung der Planckschen Formel benutzte, so erhält man unter Benutzung von (1) eine Beziehung zwischen dem Absorptionsvermögen der σ-Atome für Licht von der Frequenz $\nu = \frac{1}{h}(Q_\sigma + \varepsilon)$ einerseits und der Wahrscheinlichkeit der Bindung eines Elektrons der kinetischen Energie ε in eine σ-Bahn andrerseits:

Bezeichnet $a_\sigma(\nu)$ das soeben angegebene Absorptionsvermögen und $q_\sigma(\varepsilon)$ den (statistisch aufgefaßten) elektronen-absorbierenden Querschnitt des Ions für Bindung eines Elektrons ε in eine σ-Bahn, so erhält man auf dem angedeuteten Wege

$$\frac{q_\sigma(\varepsilon)}{a_\sigma(\nu)} = \frac{(\varepsilon + Q_\sigma)^2}{\varepsilon} \cdot \frac{p_\sigma}{\mu c^2}$$

als thermodynamische notwendige Beziehung zwischen diesen beiden Größen, wodurch es z. B. ermöglicht wird, aus dem meßbaren Absorptionsvermögen der an die Hauptserie anschließenden Bande quantitative Schlüsse zu ziehen auf den Vorgang der Bindung eines freien Elektrons durch ein Ion. Über derartige Messungen an Dämpfen von Na und K wurden von Harrison quantitative Ergebnisse in Aussicht gestellt, jedoch bisher nicht mitgeteilt.

Diskussion.

Herr Ornstein weist auf die Unsicherheit der Quantenstatistik hin, die davon herrührt, daß bei den üblichen Annahmen über die Gewichte der Quantenzustände die Zustandssummen divergent sind.

Herr Becker: Auf diese Schwierigkeit wird in der ausführlichen Publikation eingegangen. Dort wird gezeigt, wie man wesentlich mit den Mitteln der klassischen Statistik sich eine Vorstellung bilden kann von der Art, wie die p_σ für große σ abnehmen.

Herr Herzfeld: Zu der Bemerkung von Herrn Geheimrat Nernst möchte ich sagen, daß die strittige Frage in die Sternsche Ableitung insoweit eingeht, als die Moleküle punktförmig angenommen und damit im festen und gasförmigen Zustand dasselbe „Orientierungsgewicht" angesetzt ist. Gerade auf dieses kommt es hier an, denn der Nenner 2 rührt von den beiden Umlaufsrichtungen des Elektrons, also von den zwei möglichen Orientierungen der Atomachsen her. Die Bedenken von Herrn Orn-

1) Erscheint ausführlich in der Zeitschrift für Physik.

stein scheinen mir nicht so schlimm, denn ich glaube tatsächlich, daß die höheren Quantenbahnen durch die Begrenzungen ausgeschlossen werden. Meint man aber die Begrenzungen prinzipiell mit in den Kreis der Betrachtungen ziehen zu müssen, so darf man hier, also bei Betrachtung des ganzen Raumes, sicher nicht mit Gleichgewichten rechnen, sonst gäbe es im Weltraum keine Temperaturdifferenzen.

Herr Becker: Die Heranziehung des Nernstschen Wärmesatzes ist nur erforderlich, solange man die chemische Konstante aus der statistisch gewonnenen Dampfdruckformel entnimmt. Sie wird jedoch entbehrlich, sobald man, wie es hier geschehen ist, das zu behandelnde chemische Gleichgewicht unmittelbar zum Gegenstand der statistischen Betrachtung macht. Dieser Weg ist hier sogar der einzig mögliche, da die eine Komponente des Gemisches aus freien Elektronen besteht, bei denen der Umweg über den Verdampfungsprozeß nicht gangbar erscheint.

Herr Born: Die Fälle der Verdampfung von Wasserstoff und der Abspaltung eines Elektrons unterscheiden sich prinzipiell dadurch, daß im zweiten Falle bei dem Prozesse die Rotation des Elektrons verloren geht, während im ersten Falle nichts derart eintritt. Daher muß die statistische Gleichgewichtsformel im Falle der Ionisation einen Gewichtsfaktor 2 bekommen. Die wirkliche Schwierigkeit liegt nicht hier, sondern in dem von Prof. Ornstein angeschnittenen Problem, daß die Summe der Quantengewichte nicht konvergiert.

Herr Einstein bittet um eine Andeutung des Weges, auf dem die Schlußformel gewonnen worden ist.

Herr Becker teilt die gewünschten Überlegungen kurz mit.

Herr Nernst bezweifelt, daß die vom Vortragenden benutzte Gleichung lediglich durch statistische Betrachtungen (ohne Hinzuziehung seines Wärmesatzes) einwandfrei abgeleitet werden kann und fragt nach der Bedeutung des statistischen Gewichtsfaktors 2 in der vom Vortragenden angegebenen Formel für die chemische Konstante und bezweifelt deren Richtigkeit, da ja die bekannte Sackur-Sternsche Formel u. A. durch neuere Messungen über den Wasserstoff aufs genaueste bestätigt sei.

H. G. Grimm und K. F. Herzfeld (München), Die chemische Valenz als Energiefrage [1]).

Schon bald nach der Anerkennung der Elektronentheorie wurden für die chemische Valenzbetätigung bestimmte, besonders lose gebundene Elektronen als „Valenzelektronen" verantwortlich gemacht. Hier sind besonders Drude, J. J. Thomson und Stark zu nennen. Bohr und Kossel haben dann bei den Metallen, die auf ein Edelgas folgen, diejenigen Elektronen als Valenzelektronen angesprochen, die über eine geschlossene Edelgasschale hinaus vorhanden sind, wenigstens für Metalle, die im periodischen System auf ein Edelgas folgen. Wir versuchen dies zahlenmäßig zu begründen und fragen: 1. Wie locker muß ein Elektron gebunden sein, damit es in einer chemischen Reaktion noch abgetrennt werden kann? 2. Liegt diese Grenze tatsächlich bei den abgeschlossenen Schalen?

Wir brauchen zuerst ein Maß zur Beurteilung der Frage, ob sich eine Verbindung bilden kann. Als solches dient die Änderung der freien Energie, d. h. die maximale Arbeit. Da wir aber nur Annäherungsrechnungen durchführen können, benützen wir statt dieser die Änderung der Gesamtenergie, die Bildungswärme, da das Nernstsche Theorem zeigt, daß wir dabei innerhalb unserer Fehlergrenzen bleiben. Wir werden daher sagen, daß Verbindungen, deren Bildungswärme stärker negativ als etwa 15 kcal pro Äquivalent ist, nicht existieren, daß solche, deren Bildungswärme größer als + 15 kcal ist, sich aus den Elementen bilden können, während für dazwischen liegende Werte ohne genauere Rechnung nichts ausgesagt werden kann. Zur Abschätzung der Bildungswärme hypothetischer Verbindungen dient der Bornsche Kreisprozeß, der in Fig. 1 für die Bildung von festem Koch-

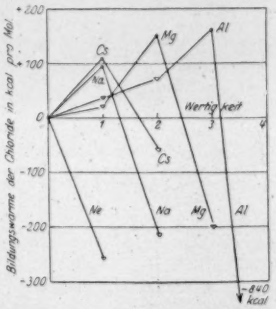


Fig. 1.

salz aus festem Natrium und gasförmigem Chlor dargestellt ist. Anstatt nämlich die Vereinigung aus den Elementen direkt vorzunehmen, sublimiert man erst das Metall (Sublimationswärme S), ionisiert den Dampf (Ionisations-

1) Die Arbeit erscheint ausführlich in der Zeitschr. f. Phys. Dort auch die Literaturangaben.

arbeit I), vereinigt die so erhaltenen Elektronen mit dem Chlor zu Chlorionen (Dissoziationsarbeit in Atome $-D+$ Elektronenaffinität E) und baut dann aus den Ionen das Gitter zusammen (Gitterenergie U). Das gibt für die Bildungswärme Q

$$Q = -S - I + E - D + U. \qquad (1)$$

Wollen wir nun die Bildungswärme einer hypothetischen Verbindung wie $NeCl$ abschätzen, so kennen wir auf der rechten Seite alles außer U. Wir nehmen nun an, daß die hypothetischen Verbindungen dasselbe Gitter haben wie die benachbarten, wirklich existierenden Verbindungen, also $NeCl$ wie $NaCl$, $NaCl_2$ wie $MgCl_2$, $MgCl_3$ wie $AlCl_3$ usw. Auch wenn das nicht die stabilsten Formen wären, spielt das keine Rolle, weil die Umwandlungswärmen polymorpher Formen erfahrungsgemäß nur wenige kcal betragen. Dann hängt U nach der Bornschen Gittertheorie nur mehr vom Gitterabstand und etwas von der „Symmetrie" des Ions ab. Hier zeigt die genauere Diskussion, daß in der hypothetischen Verbindung die Gitterenergie nicht sehr von der der benachbarten Verbindung verschieden sein wird, und zwar wird sie kleiner sein[1]). Wenn wir sie also der Gitterenergie der benachbarten bekannten Verbindung gleichsetzen, bekommen wir obere Grenzen für Q. Wir wollen als Beispiel den Anfang der dritten Periode besprechen.

Tabelle I.

Ne^+	Na^+	Mg^+	Al^+
496	118	174	137
	Na^{++}	Mg^{++}	Al^{++}
	> (800)	344	440
		Mg^{+++}	Al^{+++}
		> 1089	650
			Al^{++++}
			> 1617

Die Ionisierungsarbeiten der Tabelle I kennen wir aus optischen, Stoßionisierungs- und Röntgenmessungen. Die aus letzteren gewonnenen Zahlen sind untere Grenzen. Die Elektronen aus den äußersten geschlossenen Edelgasschalen sind von den noch weiter außen liegenden durch Striche getrennt.

Tabelle II.

NeF	NaF	MgF	AlF
< −241	111	< 30	< 48
	NaF_2	MgF_2	AlF_2
	< −156	211	< −133
		MgF_3	AlF_3
		< −111	249
			AlF_4
			< −700

In Tabelle II folgen dann die nach (1) berechneten Bildungswärmen der Fluoride. Hier sind diejenigen mit stark negativer Bildungswärme, die also nach unseren Überlegungen nicht existieren dürfen, von den anderen durch Striche getrennt.

Der Vergleich zeigt zunächst, daß die Striche in beiden Tabellen an der gleichen Stelle liegen, d. h. daß bei einem chemischen Vorgang bei den besprochenen Metallen nur die Elektronen abgetrennt werden können, die außerhalb einer geschlossenen Edelgasschale liegen. Er zeigt aber ferner, daß man nicht etwa eine bestimmte Zahl als obere Grenze für die Ionisierungsspannung von Valenzelektronen angeben kann, sondern daß diese Grenze noch davon abhängt, das wievielte Elektron man gerade abtrennen will. So kann das erste Neonelektron mit $I = 496$ kcal nicht mehr abgetrennt werden, wohl aber das dritte Aluminiumelektron, obwohl es $I = 650$ kcal hat, und zwar im wesentlichen deshalb, weil das Cl-Ion bei der Anlagerung an das dreifach geladene Aluminiumion mehr Arbeit leisten kann als bei der Anlagerung an das einfach geladene Neonion. Ebenso hängt diese obere Grenze auch noch von der Nummer der Periode (d. h. von der Ionengröße) ab, mit der sich ja die Gitterenergie ändert. Beobachten wir dann die Subfluoride, z. B. MgF, so hat dieses zwar eine positive Bildungswärme, könnte

1) Hierin bringt nur die Deformationsenergie (Fajans) Schwierigkeiten, da sich ihre Größe noch nicht schätzen läßt, sie vergrößert U.

sich also aus den Elementen bilden, der Vergleich mit MgF_2 zeigt aber, daß es unter starker Wärmeentwicklung in diese Verbindung und Fluor zerfallen wird. Demgemäß sind keine Magnesiumsubhalogenide bekannt, wohl aber solche von *Ca* und *Ba*, die jedoch nur bei hohen Temperaturen stabil sind, also unter Wärmeentwicklung zerfallen. Tatsächlich liegen nach unserer Rechnung bei diesen Metallen die Zahlen für die Subhaloide günstiger als für *Mg* oder *Al*. Warum eine bestimmte Wertigkeitsstufe so bevorzugt wird, zeigt Fig. 2. In

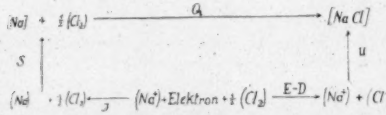


Fig. 2.

ihr sind die Bildungswärmen der Chloride als Funktion der Kationenwertigkeiten dargestellt. Es zeigt sich, daß scharfe Maxima für *Na* bei 1, *Mg* bei 2, *Al* bei 3 auftreten.

Unsere Rechnungen kann man in einigen Fällen benützen, um rückwärts auf unbekannte Ionisierungsspannungen zu schließen, wenn alles andere bekannt ist. So wurde diese Rechnung für das zweiwertige Kupfer unter Gleichsetzung der Gitterenergien seiner Verbindungen mit denen der entsprechenden Zinkverbindungen durchgeführt und ergab für die Abtrennungsarbeit des zweiten *Cu*-Elektrons unter Benützung von

$CuCl_2$	$CuBr_2$	CuO	CuS
487	483	492	471,

im Mittel ∼ 480 k/cal, d. h. in Spektraltermen 170000. Diese Zahl ist für die Abtrennung eines Elektrons aus einer stabilen Schale verhältnismäßig klein, weshalb das Cu^{++} im Gegensatz zum *Ag* ein zweiwertiges Ion bilden kann. Endlich kann man diese Rechnungen auch auf Lösungen übertragen, obgleich hier das Einsetzen von Bildungswärmen statt maximaler Arbeiten wesentlich bedenklicher ist, und sich z. B. fragen, warum in Lösungen kein Ca^{+}-Ion existiert, obwohl das zweite Elektron des Kalziums verhältnismäßig fest gebunden ist. Hier zeigt eine analoge Rechnung, daß ein Ca^{+}-Ion, in Wasser gebracht, dieses unter hoher positiver Wärmetönung nach der Gleichung

$$Ca^{+} + H_2O \rightarrow Ca^{++} + OH^{-} + {}^1/_2H_2$$

zersetzen würde, und ähnliche Überlegungen lassen sich auch für andere Ionen durchführen.

J. Eggert (Berlin), Zur Prüfung des photochemischen Äquivalentgesetzes an Halogensilberemulsionen. (Nach gemeinsamen Versuchen mit W. Noddack, Berlin.)

Die folgenden Mitteilungen berichten über die Fortsetzung von Versuchen, über die bereits auf der Jenaer Physikertagung[1]) vorgetragen wurde. Die damaligen (mehr qualitativen) Messungen ergaben, daß das Licht vom emulsionierten Bromsilber quantenhaft absorbiert wird.

Inzwischen haben wir die benutzten Methoden in dreierlei Hinsicht zu verfeinern gesucht:

1. wurde auf strenge Monochromasie der Lichtquellen geachtet,

2. wurde die Absorptionsmessung an den Bromsilberschichten wesentlich verbessert, indem die beiden verwendeten Emulsionstypen[2]) nach einer energetischen (räumliche Thermosäule), einer photometrischen (Ulbrichtkugel) und einer photographischen Methode auf ihre diffuse Reflexion und ihre Lichtdurchlässigkeit untersucht wurden,

3. wurde die chemisch-analytische Silberbestimmung erheblich exakter ausgearbeitet.

Bei der Bestimmung der optischen Eigenschaften der beiden Plattentypen nach den drei genannten Methoden zeigte sich, daß die Emulsionen bereits eine nennenswerte Absorption im Rot (615 $m\mu$) (12—15 Proz.) besitzen, die über Grün zum Blau ansteigt. Reines Bromsilber (in Form einer durchsichtig klaren Schmelze untersucht) beginnt dagegen erst bei 460 $m\mu$ merklich zu absorbieren, an der gleichen Stelle, an der die photographische Empfindlichkeit einer reinen Bromsilberemulsion einsetzt. Aus diesen Tatsachen geht hervor, daß die Rot- und Grünabsorption der Platte sekundärer Natur ist und der Gelatine zukommen muß; auch die Blauabsorption der Platte ist demgemäß komplex, da sich über die „wahre" Bromsilberabsorption in diesem Gebiet der Einfluß der (in dicken Schichten) bräunlich-gelben Gelatine lagert. Um ihn zu eliminieren, bestimmten wir die Absorption der Gelatine als Funktion von λ an planparallelen klaren Platten aus den zur Herstellung der beiden Emulsionen verwendeten Materialien und berechneten hieraus unter der Annahme, daß die Rotabsorption der Bromsilberplatten von der Gelatine herrührt, und daß für Gelatine das Lambertsche Gesetz gilt, die

1) Vgl. diese Zeitschr. **22**, 673, 1921.

2) Zu den Versuchen dienten die von der Aktien-Gesellschaft für Anilin-Fabrikation in den Handel gebrachten Emulsionen „Spezial" und „Reproduktion", die uns (auf Spiegelglasplatten 20×20 cm² maschinell gegossen) in großzügigster Weise zur Verfügung gestellt wurden.

Spezial (Abs. = 20 Proz.)					Reproduktion (Abs. = 10 Proz.)				
Anzahl eingestrahlter $h \cdot \nu$ (cm^{-2})	mg *Ag* titriert (400 cm^{-2})	Anzahl *Ag*-Atome beob. (cm^{-2})	Anzahl *Ag*-Atome ber. (cm^{-2})	φ	Anzahl eingestrahlter $h \cdot \nu$ (cm^{-2})	mg *Ag* titriert (400 cm^{-2})	Anzahl *Ag*-Atome beob. (cm^{-2})	Anzahl *Ag*-Atome ber. (cm^{-2})	φ
$0{,}39 \cdot 10^{16}$	0,05	$0{,}07 \cdot 10^{16}$	$0{,}08 \cdot 10^{16}$	0,88	$0{,}85 \cdot 10^{16}$	0,05	$0{,}07 \cdot 10^{16}$	$0{,}085 \cdot 10^{16}$	0,82
0,41	0,05	0,07	0,08	0,88	0,95	0,06	0,08	0,095	0,88
0,68	0,09	0,13	0,14	0,93	1,80	0,14	0,20	0,18	1,08
0,90	0,13	0,18	0,18	1,01	2,80	0,21	0,30	0,28	1,06
0,99	0,13	0,18	0,20	0,92	3,40	0,20	0,28	0,34	0,83
1,76	0,24	0,36	0,34	0,99	4,70	0,26	0,37	0,47	0,76
2,30	0,32	0,45	0,46	0,98	5,50	0,31	0,46	0,55	0,79
3,00	0,39	0,55	0,60	0,92	6,40	0,35	0,50	0,64	0,78
6,00	0,67	0,94	1,20	0,79	9,20	0,48	0,67	0,92	0,73
8,00	0,76	1,07	1,60	0,71	11,40	0,51	0,71	1,14	0,62
8,80	0,84	1,18	1,76	0,67	22,50	0,61	0,85	2,25	0,38
9,30	0,90	1,26	1,86	0,68	30,00	0,70	0,98	3,00	0,33
13,00	0,93	1,51	2,60	0,50					
14,00	0,99	1,39	2,80	0,50					
14,80	1,06	1,48	2,76	0,50					
16,00	1,04	1,45	3,20	0,45					
20,70	1,18	1,65	4,14	0,40					
22,50	1,23	1,72	4,50	0,38					
36,00	1,41	1,96	7,20	0,27					
43,00	1,44	2,02	8,60	0,24					
48,00	1,54	2,15	9,60	0,23					
49,50	1,51	2,13	9,90	0,22					
180,00	2,22	3,10	36,00	0,09					
250,00	2,57	3,58	50,00	0,07					
500,00	4,33	6,05	100,00	0,06					

entsprechenden Werte für Grün und Blau. Während für die Wellenlängen 546 und 490 $m\mu$ die berechnete Gelatineabsorption mit der gemessenen Plattenabsorption praktisch übereinstimmt, ergibt sich für 436, 405 und 365 $m\mu$ eine Differenz, die wir als die wahre Bromsilberabsorption ansehen.

Mit den so ermittelten Werten berechneten wir die Anzahl der bei verschieden langen Expositionszeiten mit definierten Farben bekannter Energie absorbierten Quanten und verglichen diese Werte mit der Anzahl der bei der Belichtung entstandenen und mit Hilfe unserer neuen analytischen Methode gemessenen Silberatome. Dabei ergab sich, daß für nicht zu lange Belichtungszeiten jedes absorbierte Quant ein Silberatom ausscheidet. Andere Rechenweisen zur Ermittelung der wahren Bromsilberabsorption, die a. a. O. diskutiert werden, führen praktisch zu dem gleichen Ergebnis.

Für lange Belichtungsdauer nimmt die Anzahl photolysierter Silberatome nicht mehr proportional mit der Zeit zu, wie aus folgender Tabelle hervorgeht, sondern die Größe φ, das Verhältnis der *Ag*-Atomzahl zur Quantenzahl, nimmt bei beiden Emulsionen bei hohen Expositionen ab.

Eine ähnliche Versuchsreihe wurde mit einer Chlorsilberemulsion angestellt. Sie absorbiert ebenfalls innerhalb des ganzen sichtbaren Spektrums, zeigt jedoch erst von 390 $m\mu$ ab eine merkliche photographische Empfindlichkeit, wiederum entsprechend der Absorptionsfähigkeit einer Chlorsilberschmelze, die erst bei 390 $m\mu$ zu absorbieren beginnt. Wertet man die Absorptionsmessungen an den Chlorsilberplatten wiederum unter Berücksichtigung der Anwesenheit von Gelatine aus, so ergibt sich, daß die wahre Chlorsilberabsorption erst für 365 $m\mu$ meßbar wird. Legt man den hier gefundenen Wert von 20 Proz. für die Berechnung der Anzahl absorbierter Quanten zugrunde, so führt auch hier der Vergleich mit der Anzahl gebildeter Silberatome mit der zu erwartenden Genauigkeit zu dem Ergebnis, daß das Licht quantenhaft absorbiert wird. — Auch das blaue und violette Licht scheidet aus dem Chlorsilber metallisches Silber aus; man kann rückschließend die sehr wahrscheinlichen Werte berechnen, daß die Platte 436 $m\mu$ zu 0,3 Proz. und 405 $m\mu$ zu 1 Proz. absorbiert. In allen Fällen ist die Silbermenge für niedrige Belichtungszeiten der Exposition proportional; die Proportionalität hält beim Chlorsilber weiter an als beim Bromsilber.

Wie unsere früheren Versuche führt das neue experimentelle Material zu dem Schluß, daß das latente Bild der photographischen Platte aus metallischem Silber besteht. Die früheren rohen Versuche sind damit, an Hand der verbesserten Methodik, bestätigt und die Einwände Weigerts[1]) widerlegt.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **99**, 499, 1921.

Diskussion.

Herr Franck: Man kann aus diesen schönen Untersuchungen auch schließen, daß die Gelatine kein Sensibilisator ist. Sind schon Versuche gemacht, welche Bedingungen für den Kontakt zwischen der absorbierenden Substanz und der lichtempfindlichen erfüllt sein müssen, damit eine Sensibilisierung stattfindet?

Herr Eggert u. Noddack: Nein; eine Arbeit über diesen Gegenstand ist im Gange.

Herr Pringsheim: Ich möchte darauf hinweisen, daß, wenn die spektrale Reinigung durch Mehrfachzerlegung nicht sehr weit getrieben wird, die sehr kleinen photochemischen Wirkungen von langwelligen Linien (etwa am Chlorsilber) mit großer Wahrscheinlichkeit den Verunreinigungen des Spektrums durch ultraviolettes Licht zu erklären sein dürfte.

Herr Eggert u. Noddack: Nach unseren Versuchen trifft diese Vermutung hier nicht zu. Denn aus der Silberausbeute bei 436 und 405 $m\mu$ berechnet sich ein Gehalt dieser Lichtarten an beigemengtem Ultraviolett, der nach dem Spektrogramm des verwendeten Lichtes sicher nicht vorhanden ist.

Herr Uspenski: Aus den beiden vorliegenden Vorträgen sehen wir, daß das Bild der Prozesse in der photographischen Platte zurzeit in beträchtlichem Maße klar ist. Es scheint mir für die weiteren Fortschritte auf diesem Gebiete nicht ohne Bedeutung zu sein, die Methode der Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen zur Untersuchung der Strukturänderungen in der photographischen Platte anzuwenden.

BESPRECHUNGEN.

Leo Grätz, Die Physik. I. Band: Die Naturwissenschaften und ihre Anwendungen. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. gr. 8°. XII u. 582 S. mit 395 teils farbigen Abbildungen im Text und mit 12 farbigen und schwarzen Tafeln. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter & Co. (vorm. G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung). 1923. Gz. M. 16.—.

Diese Physik liegt in der zweiten Auflage vor, ein Zeichen, daß sie Anklang gefunden hat; die Aufgabe, die sie sich stellt, den Nichtfachmann in dieses Gebiet einzuführen, ist glatt gelöst. Die Auswahl und Anordnung des Stoffes sind für den Zweck dieses Werkes gut gelungen, die Darstellung, etwas im Erzählerton gehalten, ist klar. Im Hinblick auf die modernen Probleme (Atomtheorie usw.) scheint diese Auflage gegenüber der ersten erweitert zu sein, sie hat sich, soweit es in ihrem Rahmen geht, den Fortschritten der Wissenschaft angepaßt. Die Hydrodynamik und die Aerodynamik erforderten nach unseren heutigen Kenntnissen und technischen Fortschritten wohl eine etwas modernere Behandlung; ebenso würde das Buch nach Ansicht des Besprechers durch eine geschlossenere Darstellung der Schwingungslehre, in der das Gemeinsame der mechanischen, der akustischen, optischen und elektrischen Schwingungen von einem höheren Gesichtspunkt betrachtet wären, nur gewinnen. Da von der ersten Auflage dieses Buches schon eine ausführliche Besprechung in dieser Zeitschrift vorliegt (1918, S. 103), ist es nicht angebracht, auf den Inhalt näher einzugehen. Man kann diesem Urteil nur beipflichten bis auf einen Punkt: die Abbildungen.

Die Abbildungen, soweit sie über das Schema hinausgehen, sind eines modernen Werkes unwürdig, sehr im Gegensatz zu der sonst guten Ausstattung des Buches. Sie machen den Eindruck, als ob sie einem Lehrbuch der Physik vor 50 Jahren entnommen wären. Man kann sich des Urteils nicht enthalten, daß sie teilweise sogar falsch und irreführend sind. Ich möchte nur ein paar krasse Beispiele herausgreifen, die unmöglichen Achromaten, die für das Schema des Fernrohres als Objektive dienen, und die Tafel, die die Entladung durch ein Geißlerrohr darstellt. Diese regelmäßigen blauen und roten Kämme im Innern des Rohres werden ausdrücklich als „typische Erscheinung der elektrischen Entladung in Geißlerröhren" bezeichnet. Daß dieses Bild dem Leser auch nicht die geringste Vorstellung von den wirklichen Vorgängen gibt und daher zum wenigsten überflüssig ist, liegt auf der Hand. Dasselbe kann man von einer großen Zahl der Tafeln sagen. Fast allen Abbildungen haftet etwas Ungeschicktes an. Als Beispiele nenne ich nur die Darstellungen der einfachen Maschinen mit ihren eigenartigen Größenverhältnissen zwischen Last und den bewegenden Menschen oder Tieren, das in der Manege galoppierende Pferd, die Kundtschen Staubfiguren, die Abbildung über die Ablenkung der Magnetnadel, die Durchleuchtung der Hand mit Röntgenstrahlen. Die Ausführung dieser Bilder hat in den verkehrten Händen gelegen. Aber es sind auch einige gute Abbildungen in dem Buche. Das sind die Photographien, deren Wiedergabe freilich oft zu wünschen übrig läßt, und die Klischees, die von Fabriken stammen. Als Entschuldigung mag dienen, daß durch viele Abbildungen der Preis eines Buches unverhältnismäßig stark verteuert wird, und daß dieses vermieden werden sollte; dieses darf aber nicht bis zu einer derartigen Vernachlässigung der Abbildungen führen. Sicher hätte sich noch eine Anzahl von Werkstätten gefunden, die für ein solches Werk gern Klischees zur Verfügung gestellt und damit die Abbildungen auf ein höheres Niveau gehoben hätte. Homann.

Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften Bd. 5 (Physik), herausgegeben von A. Sommerfeld. 1. Teil. 8°. XX u. 1112 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1923. Gz. M. 18.75.

Die Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften ragt in unsere sturmzerrissene Zeit wie ein Koloß aus einer vergangenen Periode hinein. Geboren kurz vor der Jahrhundertwende aus dem stolzen Streben, sich Rechenschaft über den gesicherten Schatz an mathematischer Forschung zu geben; durch F. Kleins umfassenden Geist und organisatorische Tatkraft auf die breiteste Basis gestellt; getragen vom Bewußtsein der Mitarbeiter, eine ehrenvolle Mühe auf sich genommen zu haben, die höchste Anspannung verlangt — so wurde in langjähriger Arbeit die Enzyklopädie ein monumentum aere perennius, dem bisher kein Gegenstück entstanden ist. Nur ein Geist, dessen Urteil durch ganz unsachliche Einstellung getrübt ist, konnte bei jenen, die als die ersten und einzigen eine Übersetzung veranstalteten, nach dem Krieg den Wert der Enzyklopädie herabzusetzen wagen.

Die mathematische Behandlung der Physik bildet den Gegenstand von Band V, der selbst in 3 Teile unterteilt ist. Von diesen ist der erste V, 1 vor kürzem abgeschlossen, bei V, 2 steht der Abschluß bevor, während an V, 3 noch geschrieben wird. Bei der langen Bearbeitungsdauer von fast einem Vierteljahrhundert ist nicht zu verlangen, daß der Physikband ein geschlossenes Ganze bildet. Er zerfällt vielmehr in Einheiten, die einzelnen Artikel, die bald nach ihrer Fertigstellung erschienen sind und deren jeder zur Zeit seines Abschlusses den modernen Stand der Forschung darstellte. Orientiert man sich heute in dem fertigen Band der Enzyklopädie über ein Gebiet, so ist es sehr notwendig, sich zunächst das am Ende jedes Artikels angegebene Abschlußdatum zu vergegenwärtigen. Um ein krasses Beispiel herauszugreifen: der Artikel Bryan, Thermodynamik, kennt den Nernstschen Wärmesatz noch nicht (abgeschlossen Januar 1903!) — dieser wurde notgedrungen in den letzten Artikel: Herzfeld, Physikalische und Elektrochemie (Ende 1920) aufgenommen. Es wäre leicht, bei jedem der älteren Artikel eine große Reihe von wichtigen Ergebnissen und Untersuchungen anzuführen, die nicht fehlen dürften, wenn das heutige Bild der mathematisch-physikalischen Forschung festgehalten werden sollte. Aber es wäre ungerecht und unfruchtbar, diese negative Kritik in den Vordergrund zu schieben und nicht vielmehr anzuerkennen, von welchem Werte uns auch heute trotz dieses offenbaren Mangels die ungeheure in die Enzyklopädie gesteckte Arbeit ist. Denn tatsächlich liegen die Verhältnisse so, daß der Enzyklopädieband V das einzige umfassende Handbuch der theoretischen Physik ist. Hieraus allein geht der Einfluß hervor, den die Enzyklopädie auf die Forschung ausgeübt hat und noch ausübt. Die Betonung des mathematischen Interesses am Gegenstand fördert die Systematik und Klarheit der Darstellung und hat vielfach den zusammenfassenden Gesichtspunkt gegeben, von dem aus sich verschiedenartige physikalische Erscheinungen gemeinsam behandeln ließen. Vom Standpunkt des Physikers aus wird man sich mit der Darstellung in der Enzyklopädie prinzipiell nicht begnügen dürfen, auch wenn sie etwa durch Ergänzungsbände bis auf den heutigen Stand der Forschung weitergeführt werden sollte (was öfter vorgeschlagen worden ist, aber wohl schon aus technischen Gründen wird unterbleiben müssen). Ein für den Physiker bestimmtes Handbuch der theoretischen Physik sollte sich nicht auf mathematische Physik beschränken, sondern auch diejenigen theoretischen Gedankengänge pflegen, an denen das mathematische Interesse gering, das physikalische dafür häufig besonders groß ist — beispielsweise Spekulationen über die Ursachen von empirisch ermittelten Beziehungen zwischen verschiedenen Konstanten, wie sie der mathematischen Durchführung einer Theorie meist vorangehen.

Es ist zu hoffen, daß einmal ein ausführliches Handbuch der theoretischen Physik entstehen möge, das sich von den bisherigen Handbüchern der Physik (Winkelmann, Müller-Pouillet usw.) durch straffere mathematische Zusammenfassung des Stoffes und stärkere Berücksichtigung der mathematischen Methoden und Gedanken unterscheide — hierin geleitet durch das Vorbild der Enzyklopädie —, das aber auch zur Schulung des physikalischen Gedankens beiträgt und den Stoff nicht nach der mehr oder weniger großen Vollendung der mathematischen Durchführung auswählt. Die Vorarbeit, die durch die Enzyklopädie einer solchen Darstellung geleistet worden ist, kann nicht dankbar genug anerkannt werden und wird vielleicht dazu dienen, die Bearbeitungszeit eines solchen Handbuches auf wenige Jahre abzukürzen, so daß es ein Momentbild der physikalischen Forschung widergibt. Bis dieser Wunsch in Erfüllung geht, wird die Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften auch zugleich die wertvollste Enzyklopädie der theoretischen Physik in sich enthalten.

Der vorliegende Band V, 1 enthält die folgenden Artikel (in Klammern die Abschlußzeiten):

Einleitende Artikel.

I. Runge, Maß und Messen (1902);
II. Zenneck, Gravitation (1901),

Thermodynamik.

III. Bryan, Allgemeine Grundlegung der Thermodynamik (1903);
IV. Hobson-Diesselhorst, Wärmeleitung (1904);
V. Schröter-Prandtl, Technische Thermodynamik (1905);

Molekularphysik.

VI. Hinrichsen-Mamlock-Study, Chemische Atomistik (1905);
VII. Liebisch-Schoenflies-Mügge, Kristallographie (1905);
VIII. Boltzmann-Nabl, Kinetische Theorie der Materie (1905);
IX. Minkowski, Kapillarität (1906);
X. Kamerlingh-Onnes-Keesom, Die Zustandsgleichung (1911);
XI. Herzfeld, Physikalische und Elektrochemie (1920).

Die Mehrzahl der früheren Artikel ist rein referierend, ohne daß die Persönlichkeit der Verfasser sich anders als in der Klarheit der Darstellung klassischer oder sonstiger fremder Arbeiten kundtut. Der Gedanke eines sorgfältigen und übersichtlichen Referats hat wohl allgemein in der ersten Zeit der Enzyklopädiearbeit den Referenten vorgeschwebt. Später tritt in steigendem Maße eigne Forschungsarbeit des Bearbeiters hinzu: man denke an Ehrenfests Bericht über statistische Mechanik, an H. A. Lorentzs Bearbeitung der Elektronentheorie, an M. Borns soeben als Abschluß von V, 3 erschienenen Artikel über Theorie der Kristallgitter, sowie im vorliegenden V, 1 an den Bericht von Kamerlingh-Onnes und Keesom über die Zustandsgleichung — Arbeiten, die über den Rahmen wissenschaftlicher Berichterstattung weit hinausgreifend als wichtige Forschungsarbeiten erschienen. Es ist einer der schönsten Erfolge der Redaktion durch F. Klein und seinen Stab (für Band V A. Sommerfeld), daß trotz aller Redaktionsdisziplin das Einsetzen der ganzen Forscherpersönlichkeit den Mitarbeitern erleichtert und nahegelegt wurde. Auch

dort, wo so durchgreifend neue Darstellungen, wie in den angeführten Beispielen, nicht möglich waren, haben die Referate der späteren Zeit an die Bearbeiter höhere Anforderungen gestellt, als die zuerst in Angriff genommenen, mehr klassisch abgeschlossenen Gebiete. Die Scheidung in Wesentliches und Unwesentliches, sowie die Durchführung mathematischer Gesichtspunkte auch in den nicht eigens dazu ausgesuchten Fällen bereiten um so größere Schwierigkeiten, je weiter sich das Gebiet von den bereits in vielen Darstellungen und Vorlesungen „abgesetzten" klassischen Erkenntnissen entfernt. Dies gilt insbesondere für das Schlußreferat von V, 1. den neu erschienenen Artikel Herzfeld, Physikal. Chemie; trotz des Umfanges der Materie und der verhältnismäßig geringen systematischen Durcharbeitung (im Vergleich z. B. zu Mechanik, Optik, Maxwellscher Theorie) ist es dem Bearbeiter gelungen, auf den 150 Seiten seines Berichtes die überwiegende Mehrzahl der Anwendungen der thermodynamisch-chemischen Überlegungen zu schildern und die Ansatzpunkte für die mathematische Behandlung klar herauszuarbeiten. Eine besonders erfreuliche persönliche Note erhält der Bericht dadurch, daß Herzfeld, gestützt auf eine Reihe eigner früherer Untersuchungen, nach Möglichkeit die statistische Erklärungsweise der physikalisch-chemischen Gesetze neben ihre klassisch-thermodynamische Berechnung treten läßt. Insofern ist dieser Artikel zugleich eine erwünschte Weiterführung der Artikel Bryan sowie Boltzmann-Nabl, die 18 bzw. 14 Jahre vor ihm erschienen sind.

P. P. Ewald-Stuttgart.

E. H. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum. 8°. XVIII u. 366 S. Mit 27 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1923. Gz. M. 5.—.

Das anorganisch-chemische Praktikum von Riesenfeld kann dem Anfänger als gute Anleitung für sein chemisches Studium dienen. Der Verfasser legt besonders Wert darauf, ihm in kurzen Worten die ersten wichtigen Grundbegriffe der analytischen und präparativen Methoden der anorganischen Chemie beizubringen. Besonders gut ist, daß die theoretischen Grundlagen immer an praktischen Beispielen erläutert werden. Ganz allmählich wird der Anfänger in die verschiedenen Reaktionen der Kationen und Anionen eingeführt. Die Neuauflage bringt eine Fülle von Neuerungen den Fortschritten der Chemie entsprechend. Es ist naturlich unmöglich, alle Einzelheiten hier aufzuzählen und nur einige Beispiele können als Beweis dienen. Besonders der theoretische Teil ist erweitert. Er enthält z. B. eine kurze Darstellung vom Bau der Atome nach der Bohrschen Vorstellung, und macht so den Anfänger gleich mit den neueren Forschungen bekannt und der Wichtigkeit, die das periodische System für die Chemie hat. Ferner sind neu hinzugekommen Abschnitte über homöopolare und heteropolare Bindungen und Konstitutionsformeln. Zuletzt mögen noch die zahlreichen Abbildungen der Kristalle erwähnt werden, die es dem Chemiker leicht machen, auf mikrochemischem Wege die Stoffe zu erkennen.

Rühmlich ist die Ausstattung des Buches. Das Papier ist gut und der Druck wird den erhöhten Anforderungen, die gerade die chemischen Formeln an Deutlichkeit stellen, voll gerecht.

Seeger.

Tagesereignisse.

Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur.

Die ungeheure Steigerung der Bücherpreise macht es dem Forscher heute unmöglich, sich die für seine Arbeiten nötige Literatur zu beschaffen. Vielfach wird der Weg eingeschlagen, beim Antiquar Bücher, die man nicht mehr benötigt, für solche, die man erwerben will, in Zahlung zu geben. Nur wenige Buchhändler lassen sich heute noch auf ein derartiges Tauschverfahren ein, und wenn sie es tun, ist es mit großen Verlusten für den Bücherkäufer verbunden.

Auf Anregung des Unterzeichneten soll daher der Versuch gemacht werden, einen direkten Tausch wissenschaftlicher Werke zu ermöglichen. Der Generaldirektor der Preußischen Staatsbibliothek, Herr Geheimrat Milkau, hat in liebenswürdigster Weise zwei Räume nebst Einrichtung im Bibliotheksgebäude zur Verfügung gestellt, so daß eine

„Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur"

eröffnet werden konnte.

Der Tauschverkehr ist auf heute noch brauchbare Werke der ernsthaften wissenschaftlichen Literatur beschränkt. Bücher der schönen Literatur können nur angenommen werden, wenn sie vor 1800 zum ersten Male erschienen sind.

Der Einlieferer eines Buches erhält einen auf Grundpreis (Friedenspreis) lautenden Gutschein. Für vollwertige Bücher wird der Gutschein in der Höhe des Ladenpreises (in Grundzahl oder Friedenspreis) ausgestellt. Bei veralteten Auflagen oder bei sehr schlechtem Erhaltungszustand werden entsprechende Abschläge gemacht. Die Schätzung erfolgt durch wissenschaftliche Beamte.

Für den Gutschein kann der Einlieferer zu beliebiger Zeit andere Bücher des Lagers erwerben, deren Grundpreis den Wert des Gutscheines nicht übersteigt. Erwerbung gegen Barzahlung ist ausgeschlossen. Bei Einkauf unter dem Wert des Gutscheines wird für die Differenz der Beträge ein neuer Gutschein ausgestellt. Da alle Tätigkeit an der Tauschstelle ehrenamtlich ist, werden Gebühren nicht erhoben.

Die Einrichtung der „Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur" entspricht einem Bedürfnis weiter Kreise. Es liegt im Interesse eines jeden wissenschaftlichen Arbeiters, ihre Tätigkeit möglichst fruchtbar zu gestalten. Das kann nur geschehen, wenn alle entbehrlichen Bücher (Literatur nicht mehr bearbeiteter Wissensgebiete, erledigte Rezensionsexemplare usw.) umgehend der Tauschstelle gegen Gutschein zur Verfügung gestellt werden. Auf diese Weise dürfte ein Lager zustandekommen, welches viele unbenutzte Schätze privater Bibliotheken wieder fruchtbringender Arbeit zuzuführen vermag.

Die Tauschstelle befindet sich in der Preußischen Staatsbibliothek, Eingang Charlottenstr. 39 (beim Pförtner klingeln).

Sie ist geöffnet: Sonnabend, 4—7 Uhr nachmittag.

Dr. Victor Engelhardt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

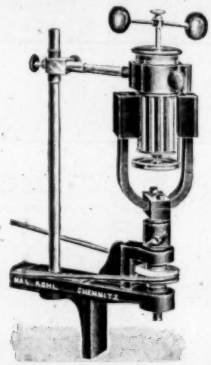
Habilitiert: An der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. A. Fraenkel für Elektrotechnik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Leipzig Dr. Friedrich Levi zum nichtplanmäßigen a. o. Professor der Mathematik ebenda.

Gestorben: Der frühere Abteilungsvorstand der Deutschen Sternwarte in Hamburg Professor Dr. Ernst Hermann, der ord. Professor der Seismologie an der Universität Tokio Dr. Fusakichi Omori.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



52 068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. G. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

ISOTOPE

von **Prof. Dr. F. W. Aston, Cambridge.**

Autorisierte Übertragung ins Deutsche von Dr. Else-Norst-Rubinowicz.
IX u. 162 S. mit Register. Mit 21 Figuren im Text, 4 Tafeln und einem Bildnis des Verfassers.
Geh. G.-M. 4.—, geb. G.-M. 6.—. 1 G.-M. = 10/42 Dollar.
Aus dem Inhalt: Einleitung: Die Hypothesen von Dalton und Prout. Die Meta-Elemente. Die Entdeckung der Isotopen / Die radioaktiven Isotopen / Kanalstrahlen / Neon / Der Massenspektrograph / Zerlegung der Elemente / Die elektrische Theorie der Materie / Isotope und Atomnummern / Die Spektra der Isotopen / Die Trennung der Isotopen.

G. E. Stechert & Co. in Leipzig, Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

Wissenschaftliche Zeitschriften in vollständigen Reihen

z. B.

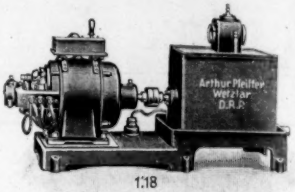
Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.

Angebote mit Preisangabe erbeten.

Pfeiffer's

Haupt-Erzeugnisse

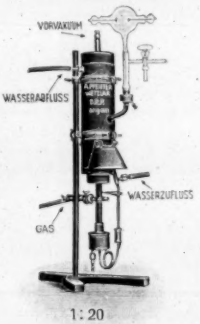
Liste E einfordern



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
D. R. P. angem. ganz aus Stahl



1:20

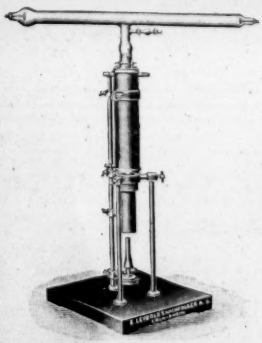
Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{15}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.